

PTF

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY
UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY
FIZYCZNEJ

POSTĘPY FIZYKI

TOM 45
ZESZYT 4
1994

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD GŁÓWNY

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

Redaktorzy naczelni czasopism PTF

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

Przewodniczący Oddziałów Towarzystwa

Prof. dr ANDRZEJ MAZIEWSKI (Białystok)	Prof. dr MARIA GILLER (Łódź)
Dr ALEKSANDRA WRONKOWSKA (Bydgoszcz)	Prof. dr TADEUSZ GÓRECKI (Opole)
Dr hab. ZYGMUNT BAŃK (Częstochowa)	Prof. dr STANISŁAW K. HOFFMANN (Poznań)
Dr KRYSZTYN KOZŁOWSKI (Gdańsk)	Prof. dr RYSZARD KĘPA (Rzeszów)
Dr TOMASZ GOSLAR (Gliwice)	Dr HENRYK WREMBEL (Słupsk)
Prof. dr JERZY WARCZEWSKI (Katowice)	Prof. dr TADEUSZ REWAJ (Szczecin)
Dr MAREK PAJEK (Kielce)	Prof. dr ANDRZEJ BIELSKI (Toruń)
Prof. dr ANDRZEJ SZYTUŁA (Kraków)	Prof. dr IRENEUSZ STRZAŁKOWSKI (Warszawa)
Prof. dr STANISŁAW HAŁAS (Lublin)	Prof. dr ZYGMUNT GALASIEWICZ (Wrocław)

ADRES ZARZĄDU

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

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM 45, ZESZYT 4
1994

Zeszyt dofinansowany
przez Komitet Badań Naukowych

Wydano pod patronatem
Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego

Warszawa 1994

RADA REDAKCYJNA

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

KOMITET REDAKCYJNY

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

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

Korespondenci Oddziałów PTF:

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

Andrzej Bałanda

*Instytut Fizyki
Uniwersytet Jagielloński
Kraków*

Adam Maj

*Instytut Fizyki Jądrowej
im. H. Niewodniczańskiego
Kraków*

Gigantyczne rezonanse narzędziem badania materii jądrowej

Giant resonances – a tool to investigate nuclear matter

Abstract: Classification of nuclear giant resonances is given and the most frequently used methods to excite them are discussed. The possibilities are shown to use giant resonances in different aspects of nuclear matter investigations. The quoted examples concern verification of density of nuclear states, investigation of nuclear shapes and their evolution. The problems connected with a neutron surface layer thickness and with possibilities to study the nuclear matter compressibility are discussed.

1. Wstęp

Kolektywne wzbudzenia jądra atomowego, polegające na jego drganiu o małej amplitudzie ale o dużej częstotliwości, nazywamy gigantycznymi rezonansami (GR – Giant Resonance). Kolektywność rozumiana tu jest jako zaangażowanie dużej liczby nukleonów w jądrze. Najlepiej poznany jest gigantyczny rezonans dipolowy (GDR), wywołany np. działaniem promieniowania elektromagnetycznego (fotonu o dostatecznie dużej energii) na nukleony. Zmienne w czasie pole elektryczne wywołuje działanie siły na protony, efektem czego jest ich przesunięcie wzglę-

dem neutronów. Rozsuwające się nukleony gromadzą energię potencjalną będącą źródłem sił przywracających początkowy kształt. W ten sposób jądro wykonuje drganie o charakterze dipolowym. Gigantyczny rezonans dipolowy (GDR) był odkryty prawie pół wieku temu w eksperymentach dotyczących fotoabsorpcji [1]. Charakterystyczną cechą tego rezonansu jest lorentzowski kształt zależności przekroju czynnego od energii fotonów. Dla większości jąder (z wyłączeniem lekkich) parametry opisujące krzywą Lorentza dają się opisać gładkimi funkcjami liczby masowej.

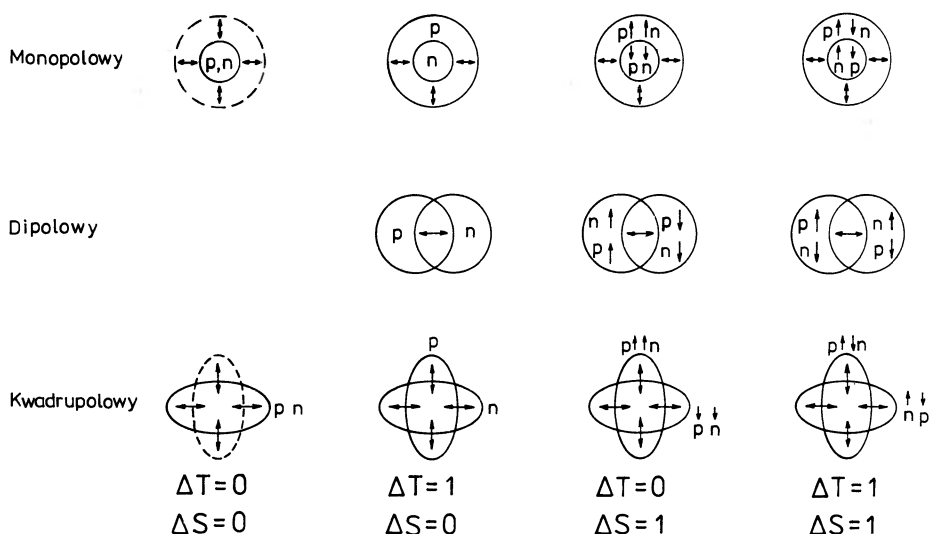
Dopiero z początkiem lat siedemdziesiątych [2,3] odkryto w nieelastycznym (niesprężystym) rozpraszaniu elektronów i protonów inny typ rezonansu, tzw. izoskalarny rezonans kwadrupolowy (GQR). Rezonans ten polega na kolejnych zmianach kształtu całego jądra z zachowaniem osiowej symetrii.

W końcu lat osiemdziesiątych [4] odkryto, zdaniem autorów najciekawszy z rezonansów, tzw. izoskalarny rezonans monopolowy (GMR). Rezonans ten, polegający na zmianie objętości jądra (ang. breathing mode – mod „oddychania”), pozwala na badanie ściślności materii jądrowej. Pierwszej obserwacji GMR dokonano podczas nieelastycznego rozpraszania cząstek α .

Klasyfikacji rezonansów najwygodniej dokonać stosując hydrodynamiczny model jądra atomowego. Gigantyczne rezonanse mogą w nim być opisane jako drgania kształtu lub gęstości kropli materii jądrowej. Zakłada się, że jądro – kropla materii zawiera cztery rodzaje cieczy: protonową i neutronową, i każdą ze spinem w górę lub w dół. To rozróżnienie pozwala na sklasyfikowanie rezonansów ze względu na ich spin i izospin. Dla każdej multipolowości związanej z momentem pędu (krętem) rezonansu mamy do czynienia z czterema typami oscylacji tak jak to przedstawiono na rys. 1.

Niezależnie od kierunku spinów, jeśli protony i neutrony drgają zgodnie, mówimy wtedy o rezonansach izoskalarnych ($\Delta T = 0$), zaś gdy fazy drgań są przeciwne to mamy wówczas do czynienia z rezonansami izowektorowymi ($\Delta T = 1$). Gdy w czasie drgań następuje zmiana kierunku spinów to rezonanse nazywamy magnetycznymi ($\Delta S = 1$), zaś bez zmiany kierunku – elektrycznymi ($\Delta S = 0$).

Jak wspomniano wcześniej, najlepiej poznanym rezonansem jest elektryczny, izowektorowy rezonans dipolowy ($\Delta S = 0, \Delta T = 1$). Należy zauważyć, że w tym prostym opisie nie ma miejsca na elektryczny, izoskalarny rezonans dipolowy (drganom protonów i neutronów w tej samej fazie odpowiadają drgania jądra w układzie laboratoryjnym, podczas gdy w układzie środka masy jądro pozostaje nieruchome). Wzbudzenie GDR może być opisane przez model Goldhabera-Tellera [5] lub Steinwedela-Jensena [6]. W pierwszym przypadku dwie wzajemnie przenikające się kule (protonowa i neutronowa) oscylują względem siebie, w drugim zaś ciecz protonowa oscyluje względem cieczy neutronowej we-



Rys. 1. Oscylacje kropli materii jądrowej zawierającej cztery typy cieczy: protony i neutrony, ze spinami w górę i w dół. Ilustracja przedstawia trzy najniższe multipole

wewnątrz kuli. Modele te prowadzą odpowiednio do zależności energii rezonansu $E_{\text{GDR}} \propto A^{-1/6}$ i $E_{\text{GDR}} \propto A^{-1/3}$. Stwierdzono doświadczalnie, że energia rezonansu najlepiej jest opisana równaniem [7]

$$E_{\text{GDR}} = 31.2A^{-1/3} + 20.6A^{-1/6},$$

zgodnie z przewidywaniami modelu Myersa i innych [8], łączącego obydwie wspomniane wcześniej modele.

Mikroskopowo, rezonans gigantyczny może być opisany jako spójna superpozycja wzbudzeń typu cząstka-dziura (1p-1h). Wzbudzenia te są efektem działania operatora elektromagnetycznego na funkcję opisującą stan podstawowy. Dla przykładu, dla przejść izoskalarnych weźmiemy operator [9]

$$O_{\mu}^{\lambda} = (Z/A)\sum_i r_i^{\lambda+2} Y_{\mu}^{\lambda}(\Omega),$$

w którym λ oznacza polowość, a i jest wskaźnikiem sumowania, przebiegającym po wszystkich nukleonach. W modelu powłokowym jądro jest zbiorem nukleonów wypełniających powłoki opisane głównymi liczbami kwantowymi N . Odległość pomiędzy powłokami wynosi $\hbar\omega \approx 41/A^{1/3}$ MeV. Dla przejść z $\Delta N > \lambda$ znika radialny element macierzowy $r^{\lambda+2}$, a parzystość stanów jest określona przez funkcję kulistą Y_{μ}^{λ} . W związku z powyższym mamy do czynienia z następującymi regułami wyboru:

- wzbudzenia typu (1p-1h) występują tylko dla przejść z $\Delta N \leq \lambda$,
- dla λ nieparzystego zachodzą przejścia z $\Delta N = 1, 3, 5, \dots, \lambda$,
- dla λ parzystego zachodzą przejścia z $\Delta N = 0, 2, 4, \dots, \lambda$.

Rezonanse izoskalarne są wzbudzane najczęściej przez nieelastyczne rozpraszanie cząstek α lub protonów. Najbardziej selektywną metodą wzbudzania rezonansów izowektorowych są reakcje z absorpcją promieniowania γ lub z wychwytem cząstek. Inną możliwością są reakcje z wymianą ładunku; z eksperymentalnego punktu widzenia najbardziej atrakcyjnymi są reakcje typu (p,n) lub ($^3\text{He},t$). W nieelastycznym rozpraszaniu elektronów oraz w reakcjach z ciężkimi jonami wzbudzane są zarówno rezonanse izoskalarne jak i izowektorowe.

2. Weryfikacja gęstości poziomów

Wzbudzenie gigantycznego rezonansu dipolowego jest charakterystyczną cechą reakcji fotoabsorpcji. Zależność przekroju czynnego na absorpcję promieniowania γ od jego energii E_γ może być z dużą dokładnością opisana przez krzywą Lorentza

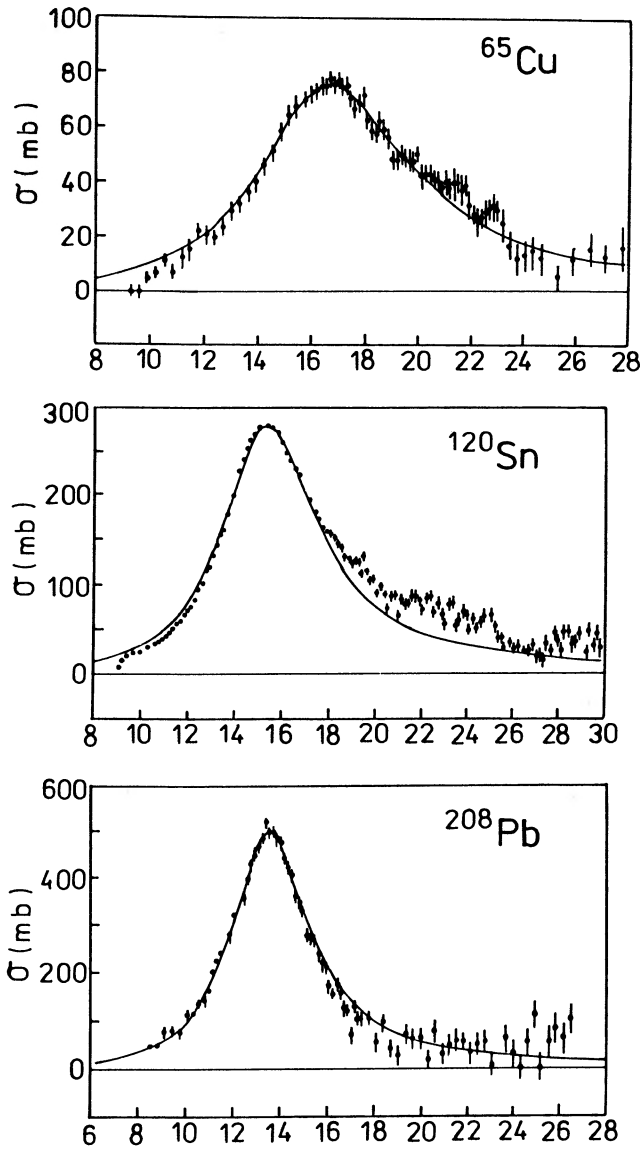
$$\sigma_{\text{abs}}(E_\gamma) = \frac{\sigma_0 E_\gamma^2 \Gamma^2}{(E_\gamma^2 - E_{\text{GDR}}^2)^2 + E_\gamma^2 \Gamma^2}.$$

Jak już wcześniej wspomniano, parametry tej krzywej, tj. energia rezonansu E_{GDR} , szerokość Γ oraz nasilenie σ_0 , słabo zależą od liczby masowej A . Energia zmienia się od ok. 24 MeV dla tlenu do ok. 13 MeV dla ołowiu. Szerokość Γ jest w granicach 4–8 MeV. Nasilenie rezonansu σ_0 mierzy się w jednostkach wynikających z reguły sum Thomasa-Reichego-Kuhna (TRK), która daje przekrój czynny na absorpcję fotonu (typu E1) w jądrze o liczbie protonów Z i neutronów N [10]

$$\int_0^\infty \sigma_{\text{abs}}(E) dE = \frac{2\pi^2 e^2 \hbar N Z}{M c A} = 60 \frac{N Z}{A} \text{ MeV mb}.$$

W powyższym wzorze M jest masą nukleonu, $A = N + Z$, a pozostałe wielkości mają powszechnie przyjęte znaczenie. Na rys. 2 przedstawiono wybrane przekroje czynne na fotoabsorpcję dla kilku jąder sferycznych [11].

Do tego miejsca omawialiśmy gigantyczne rezonanse zbudowane na stanie podstawowym (tzn. będące określonego typu wzbudzeniem stanu podstawowego). Zasadniczym krokiem w dziedzinie gigantycznych rezonansów była hipoteza postawiona w 1955 r. przez D.M. Brinka [12], który stwierdził, że struktura stanu nie



Rys. 2. Przekroje czynne na reakcję typu (γ, n) dla kilku jąder sferycznych

powinna wpływać na zależność energetyczną przekroju czynnego na fotoabsorpcję, tzn. że jeśli możliwe będzie wywołanie fotoabsorpcji w stanie wzbudzonym, to zależność energetyczna przekroju czynnego będzie taka sama jak dla stanu podstawowego. Pionierska praca doświadczalna [13] wykazała, że gigantyczne rezonanse mogą być także zbudowane na stanach wzbudzonych, jednak parametry

opisujące te rezonanse różnią się nieco od parametrów opisujących rezonanse zbudowane na stanach podstawowych. Mierzone w reakcjach z ciężkimi jonami widma promieniowania γ wykazują oprócz wykładniczo opadającej części odpowiadającej tzw. kwantom statystycznym, także charakterystyczny przyczynek wynikający z deekscytacji gigantycznych rezonansów zbudowanych na stanach wzbudzonych (patrz ciągła linia w dolnej części rys. 3). W reakcjach z ciężkimi jonami (Heavy Ions – HI) produkowane są jądra złożone (synteza cząstki bombardującej i jądra tarczy), które z kolei rozpadają się głównie przez emisję neutronów, a także kwantów γ o energiach typowych dla gigantycznych rezonansów. Należy jednak wskazać tu na zasadniczą różnicę pomiędzy obserwacją rezonansu w reakcji fotoabsorpcji, a w takiej reakcji syntezy. W pierwszym przypadku rezonans jest pewnym rozkładem stanów wzbudzanych ze stanu podstawowego, w drugim obserwujemy deekscytację ze stanu będącego rezonansem zbudowanym na różnych stanach wzbudzonych. W rzeczywistości sytuacja jest jeszcze bardziej skomplikowana, gdyż mamy do czynienia z całym rozkładem rozpadających się stanów i to należących przeważnie do różnych jąder (głównym kanałem rozpadu jest emisja neutronów). Rysunek 3 ilustruje w schematyczny sposób rozpad jądra złożonego (górna część). Sprawę tę omówimy dokładniej w par. 3.

Matematyczne sformułowanie statystycznego modelu produkcji i rozpadu jądra złożonego podaje teoria Hausera-Feshbacha [14]. W praktyce obliczenia wykonuje się przy pomocy programu CASCADE [15] opracowanego na podstawie tej teorii. Hipoteza niezależności Bohra, stwierdzająca, że jądro „nie pamięta” sposobu powstania, pozwala na zapisanie przekroju czynnego na reakcję typu (HI, x) , gdzie x oznacza jeden z możliwych kanałów rozpadu jądra złożonego, w postaci iloczynu dwóch czynników

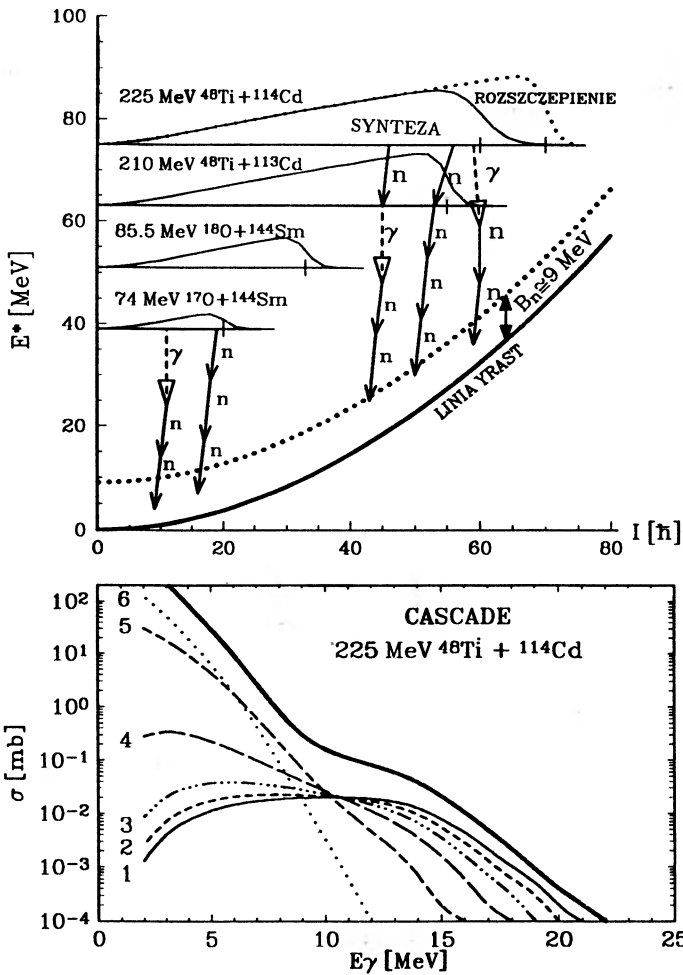
$$\sigma(x) = \sigma_{HI} P_x.$$

Pierwszy z nich jest przekrojem czynnym na wytworzenie jądra złożonego, drugi zaś prawdopodobieństwem rozpadu poprzez kanał x . Prawdopodobieństwo to można wyrazić jako stosunek szybkości rozpadu poprzez kanał x do sumy szybkości rozpadów poprzez wszystkie kanały

$$P_x = \frac{R_x}{\sum_i R_i}.$$

W zmodyfikowanym programie CASCADE¹ uwzględniono emisję kwantów γ z rozpadu gigantycznych rezonansów. Jeśli jądro złożone rozpada się ze stanu o

¹ Na przykład wersja CASCADE modyfikowana przez M. Harakeh.



Rys. 3. Rozpad jądra złożonego wyprodukowanego w reakcji ciężkojonowej. Na całkowite widmo promieniowania γ składają się przyczynki od jąder powstających po kolejnych emisjach neutronów (dolna część rysunku). Górna część przedstawia schematycznie rozkłady krętów jądra złożonego

początkowej energii E_i i spinie I_i do stanu z energią E_f i spinem I_f , to szybkość rozpadu poprzez emisję cząstki p wyrazić można wzorem

$$R_p dE_p = \frac{1}{h} \frac{\rho_2(E_f, I_f)}{\rho_1(E_i, I_i)} T(E_p) dE_p,$$

w którym przez ρ oznaczono gęstości poziomów jądrowych, h jest stałą Plancka, a $T(E)$ odpowiednim współczynnikiem transmisji. Gęstość poziomów zależy od

energii wzbudzenia i krętu zgodnie z poniższą relacją:

$$\rho(E, I) \propto (2I + 1) \frac{\exp(2\sqrt{aE})}{E^{5/4} a^{1/4}},$$

gdzie a jest tzw. parametrem gęstości poziomów.

Podobnie szybkość rozpadu przez promieniowanie γ wyrazić można za pomocą odpowiedniej funkcji nasilenia $F(E_\gamma)$. Funkcja ta dla GDR zbudowanych na stanach w jądrach sferycznych ma postać

$$F(E_\gamma) = 2.09 \times 10^{-5} \frac{NZ}{A} \frac{\Gamma_{\text{GDR}} E_\gamma S}{(E_\gamma^2 - E_{\text{GDR}}^2)^2 + \Gamma_{\text{GDR}}^2 E_\gamma^2},$$

gdzie $S = 1$ odpowiada jednostkowej mocy wyrażonej za pomocą wspomnianej wcześniej reguły sum TRK. Mamy więc

$$R_\gamma dE_\gamma = \frac{1}{h} \frac{\rho_1(E_f, I_f)}{\rho_1(E_i, I_i)} F(E_\gamma) dE_\gamma.$$

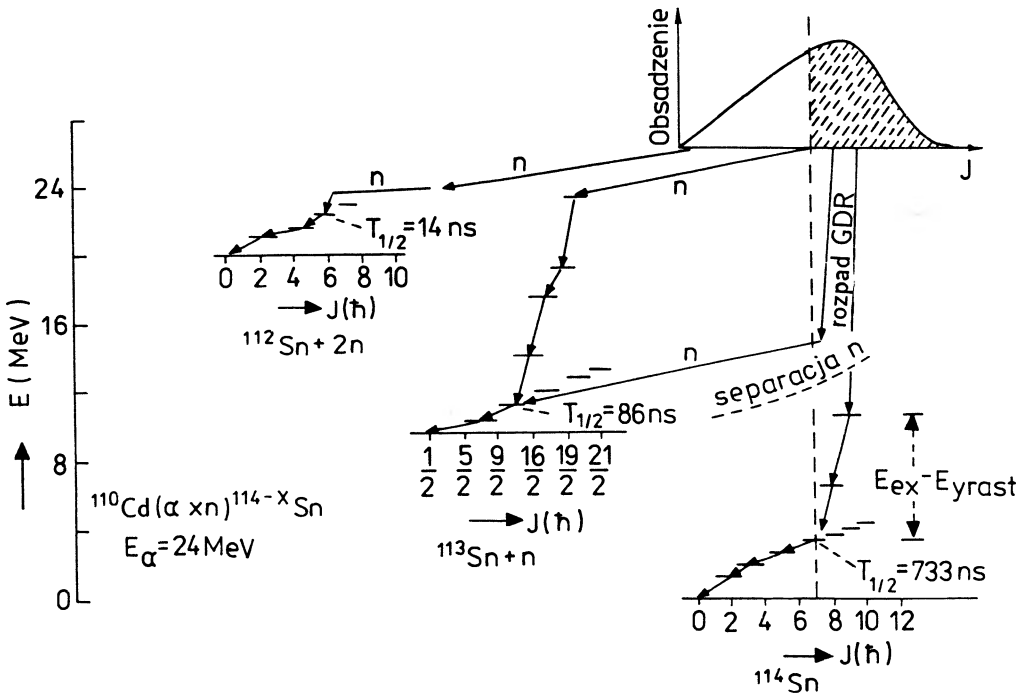
Ewentualnie dodatkowym kanałem rozpadu jest rozszczepienie, dla którego też definiuje się odpowiednie R_{fiss} .

W jednym z powyższych wzorów znalazł się parametr gęstości poziomów a , który wraz z inną wielkością – energią sparowania Δ , jest wolnym parametrem definiującym gęstości poziomów w programie CASCADE. Biorąc pod uwagę fakt, że we wzorach na szybkość rozpadu występuje gęstość poziomów, możemy się spodziewać, że porównanie zmierzonych widm promieniowania γ z widmami obliczonymi programem CASCADE dostarczy informacji o tej gęstości. Powyższa idea została zastosowana przez kilka grup w doświadczeniach, w których mierzono widma proste promieniowania γ w reakcjach ciężkojonowych (patrz np. prace M. Kicińskiej-Habior wraz z grupą z Seattle [16-18]).

W przybliżeniu możemy powiedzieć, że ze wzrostem energii wzbudzenia jądra o 1 MeV, gęstość poziomów wzrasta o rząd wielkości. W sytuacji, gdy jądro złożone rozpada się ze stanu o stosunkowo dużej energii wzbudzenia (wysoko ponad tzw. linią *yrast* biegnącą wzdłuż poziomów o najniższej możliwej energii przy określonym spinie) gęstość poziomów nie ma dużego wpływu na kształt widma promieniowania γ . Gdy energia wzbudzenia rozpadającego się jądra jest niższa, może się okazać, że stosunek gęstości poziomów (patrz wzory określające szybkość rozpadu) jest bardzo małą liczbą i fakt ten może się odbić na kształcie mierzonego widma.

Pierwsze i jak dotąd jedyne doświadczenie, w którym bezpośrednio odróżniono rozpad jądra złożonego od rozpadu innych jąder, przeprowadzone zostało

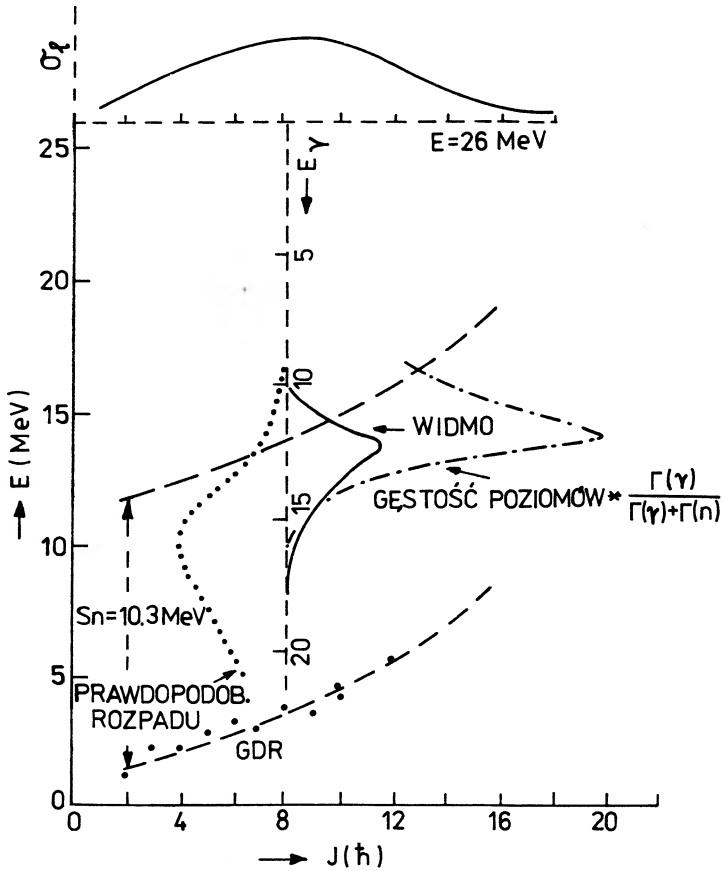
przez grupę z Wolnego Uniwersytetu w Amsterdamie [19,20]. Swoją drogą jest to jeden z nielicznych przypadków, gdzie natura obdarowała eksperymentatorów wyjątkowo korzystnym układem czasów życia izomerów w różnych jądrach cyny ^{114}Sn , ^{113}Sn i ^{112}Sn powstających w wyniku kolejnej emisji neutronów. Omawiany przypadek rozpadu jądra złożonego powstałego w reakcji cząstek α o energii 24 MeV z tarczą ^{110}Cd , jest przedstawiony na rys. 4. Największy przekrój czynny



Rys. 4. Możliwe drogi rozpadu jądra złożonego ^{114}Sn z energią wzbudzenia 26 MeV. Na rysunku zaznaczono czasy życia izomerów w produkowanych jądrach

posiada reakcja $(\alpha, 2n)$ prowadząca do jądra ^{112}Sn , lecz po emisji 2 neutronów nie starcza już energii na emisję wysokoenergetycznego kwantu γ . Jądro ^{113}Sn może powstać drogą emisji wysokoenergetycznego kwantu w jądrze złożonym z kolejną emisją neutronu, lub też w odwrotnej kolejności emisji, ale ewentualna emisja kwantu nie daje przyczynku do widma w obszarze gigantycznego rezonansu w jądrze złożonym. Najmniej prawdopodobnym kanałem rozpadu (o prawdopodobieństwie w przybliżeniu równym 10^{-3}) jest rozpad tylko i wyłącznie przez emisję wysokoenergetycznego kwantu γ i następnie statystycznych kwantów γ oraz przejść kwadрупolowych wzdłuż linii *yrast*. Dzięki dużej różnicy czasów

życia izomerów udaje się wydzielić ten słaby kanał drogą pomiaru koincydencji wysokoenergetycznych kwantów z opóźnionym, niskoenergetycznym promieniowaniem rozładowującym (deekscytującym) najdłużej żyjący stan ($T_{1/2} = 733$ ns) izomeryczny $I^{\pi} = 7^{-}$. Po emisji wysokoenergetycznego kwantu jądro złożone pozostaje najczęściej z energią wzbudzenia nie pozwalającą na emisję neutronu. Zilustrowane jest to schematycznie na rys. 5.



Rys. 5. Schematyczny obraz rozpadu GDR zbudowanego na stanach wzbudzonych w jądrze ^{114}Sn

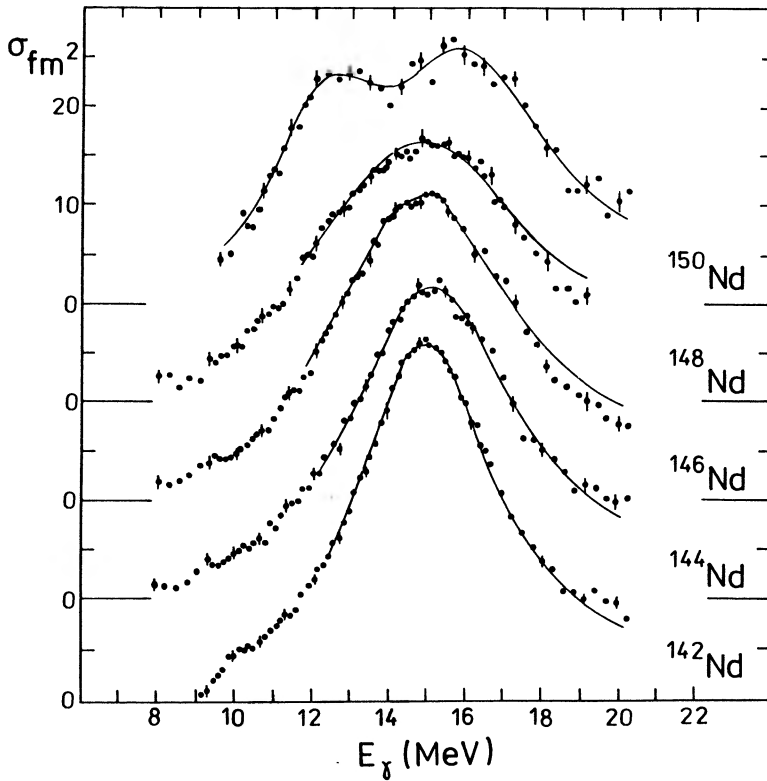
Kształt mierzonego rezonansu (linia ciągła) zależy od funkcji nasilenia rezonansu (linia kropkowana) oraz skorygowanej gęstości poziomów (linia przerywano-kropkowana). Pomiary były wykonane z cząstkami α o energiach 24 MeV i 26 MeV. Mierzone widma porównywane były z widmami obliczonymi za pomocą odpowiednio zmodyfikowanego programu CASCADE, w którym

uwzględniono różne drogi rozpadu poprzez wybrane stany izomeryczne. W obliczeniach zmieniano parametr gęstości poziomów a oraz energię sparowania Δ . Okazuje się, że zmiana parametru gęstości a , taka że wartość A/a zmienia się tylko o 0.5 MeV, powoduje aż dwukrotną zmianę wartości przekroju czynnego. Świadczy to o dużej czułości metody. Interpolowane parametry Dilga i innych [21] dla ^{113}Sn wynoszą $a = 12.56 \text{ MeV}^{-1}$ ($A/a = 9.0 \text{ MeV}$), zaś z dopasowania otrzymano $a = 12.91 \text{ MeV}^{-1}$ ($A/a = 8.75 \text{ MeV}$) i $\Delta = 0.2 \text{ MeV}$. Należy zaznaczyć, że w literaturze stosowano wartość A/a w granicach 7.5 do 9.0 MeV.

3. Badanie ewolucji kształtów jądra atomowego

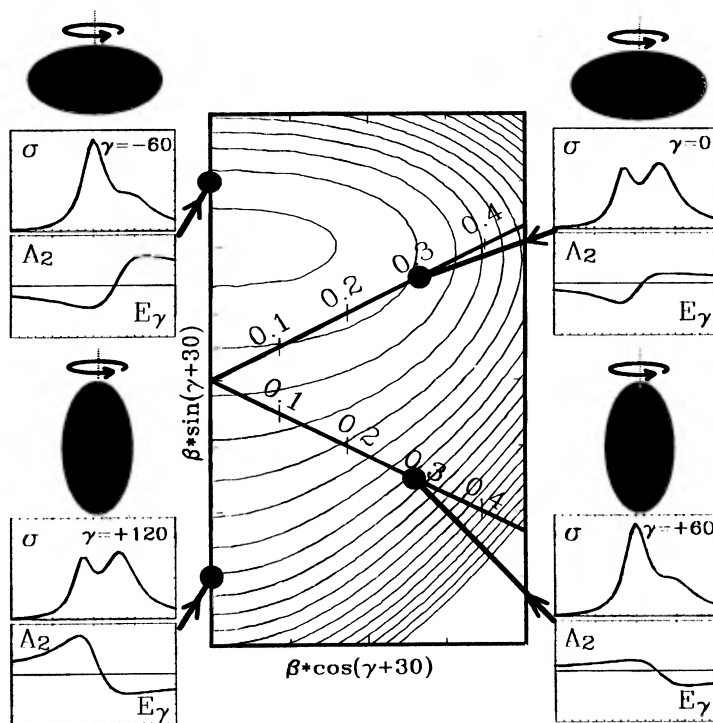
Gigantyczny rezonans dipolowy jest podstawowym narzędziem do określania kształtu wzbudzonych jąder atomowych. Spowodowane jest to faktem, że własności gigantycznych rezonansów są silnie modyfikowane kwadrupolową deformacją jądra. Funkcja nasilenia gigantycznego rezonansu dipolowego, opisywana pojedynczą funkcją Lorentza dla jąder sferycznych, w wypadku jąder zdeformowanych musi być opisywana złożeniem dwóch lub trzech funkcji Lorentza. Takie „rozszczipienie” funkcji nasilenia GDR-u zostało zaobserwowane już wcześniej w reakcjach fotoabsorpcji w stabilnych tarczach. Widać to na przykładzie widm fotoabsorpcji w parzystych izotopach neodymu (rys. 6). Przekrój czynny dla sferycznego jądra ^{142}Nd opisywany jest pojedynczą krzywą Lorentza, natomiast dla znacznie zdeformowanego jądra ^{150}Nd widać wyraźnie złożenie dwóch krzywych Lorentza. Dla mniej zdeformowanych jąder pośrednich „rozszczipienie” krzywej rezonansowej manifestowane jest jej poszerzeniem. Przyczyna tej szczególnej „czułości” GDR-u na kształt jądra pochodzi z faktu, że częstość drgań jest w przybliżeniu odwrotnie proporcjonalna do długości osi jądra, wzdłuż których zachodzą oscylacje [22]. A zatem rozszczipienie energii drgań jest w przybliżeniu proporcjonalne do stopnia zdeformowania jądra. Dla jądra mającego kształt wydłużonej elipsoidy obrotowej, czyli takiego jądra, w którym oś symetrii jest dłuższa od dwóch pozostałych osi, jedna trzecia nasilenia GDR-u będzie skoncentrowana przy niższej energii (niższa częstość), a dwie trzecie przy wyższej (patrz jądro ^{150}Nd , rys. 6). W sytuacji gdy jądro ma kształt spłaszczonej elipsoidy obrotowej, dwie trzecie nasilenia leży przy niższej energii a jedna trzecia przy wyższej.

Najprostszym kształtem jądra zdeformowanego jest kształt kwadrupolowy, opisywany pięcioma parametrami: a_{20} , $a_{2\pm 1}$, $a_{2\pm 2}$ (składowe tensora sferycznego). Te parametry można jednak wyrazić za pomocą dwóch parametrów a_{20} i a_{22} , charakteryzujących kształt jądra, oraz trzech zmiennych kątowych opisujących orientację jądra w przestrzeni (kątów Eulera) [22]. Do opisu kształtu jądra za-



Rys. 6. Przekrój czynny na fotoabsorpcję dla parzystych izotopów neodymu wraz z dopasowanymi krzywymi Lorentza (dane z prac [67] i [22])

zwyczaj używa się parametrów β i γ , związanych ze składowymi tensora poprzez relacje $a_{20} = \beta \cos \gamma$, $a_{22} = \frac{1}{\sqrt{2}}\beta \sin \gamma$. Parametr β określa wielkość odstępstwa od kształtu sferycznego (spłaszczenia lub wydłużenia). Parametr γ określa natomiast odstępstwo od symetrii osiowej a także, w przypadku jąder wykonujących obroty, ustawienie osi obrotu względem osi symetrii jądra. Zazwyczaj przyjmuje się konwencję, że dla jąder wydłużonych obracających się wokół osi prostopadłej do osi symetrii, parametr γ równy jest 0° ; zaś dla jąder spłaszczonych wykonujących niekolektywny obrót wokół osi symetrii $\gamma = -60^\circ$. Rysunek 7 przedstawia układ współrzędnych β - γ , z narysowanymi schematycznie kształtami jądra (wraz z ich sposobem rotacji) oraz kształtem nasilenia GDR σ . Funkcje nasilenia są przedstawione dla jąder posiadających taki sam parametr deformacji $\beta = 0.3$, ale różne parametry nieosiowości γ . Ponadto pokazany jest przebieg współczynnika A_2 rozkładów kątowych, który będzie szerzej przedyskutowany w dalszej części tego paragrafu.



Rys. 7. Układ współrzędnych biegunowych β - γ wraz z przedstawionymi dla kilku punktów na tej płaszczyźnie ($\beta = 0.3$, $\gamma = -60, 0, +60, +120$) schematycznymi kształtami jądra i kierunkiem rotacji, odpowiadającym im funkcjom nasilenia σ oraz przebiegom współczynnika rozkładów kątowych A_2 . Zarówno σ jak i A_2 są przedstawione realistycznie dla $\beta = 0.3$, natomiast sam kształt jądra jest na rysunku przesadnie zdeformowany

Kształty jąder w stanie podstawowym są zdeterninowane ich strukturą powłokową: jądra z zamkniętymi powłokami posiadające magiczne liczby protonów Z i neutronów N są sferyczne, zaś jądra o Z i N będących daleko od kolejnych liczb magicznych (tzn. jądra z niezapełnioną w połowie powłoką) mają znaczną deformację typu wydłużenia. Jądra wzbudzone i obracające się mogą przybierać różne kształty. Wzrost energii wzbudzenia jądra powoduje, że poziom Fermiego przestaje być dobrze określony, wobec czego wpływ walencyjnych orbit przestaje być tak istotny i jądro zaczyna się zachowywać jak naładowana kropla cieczy [23], tzn. przybiera kształt zbliżony do sferycznego przy braku rotacji. W miarę wzrostu prędkości obrotu jądra rośnie jego deformacja typu spłaszczenia. Przy bardzo dużej częstotliwości obrotu jądra mogą znowu przybierać kształt wydłużony o bardzo dużej deformacji, a następnie ulegać rozszczepieniu.

Do opisu jąder, które oprócz wzbudzeń kolektywnych, takich jak obrót czy

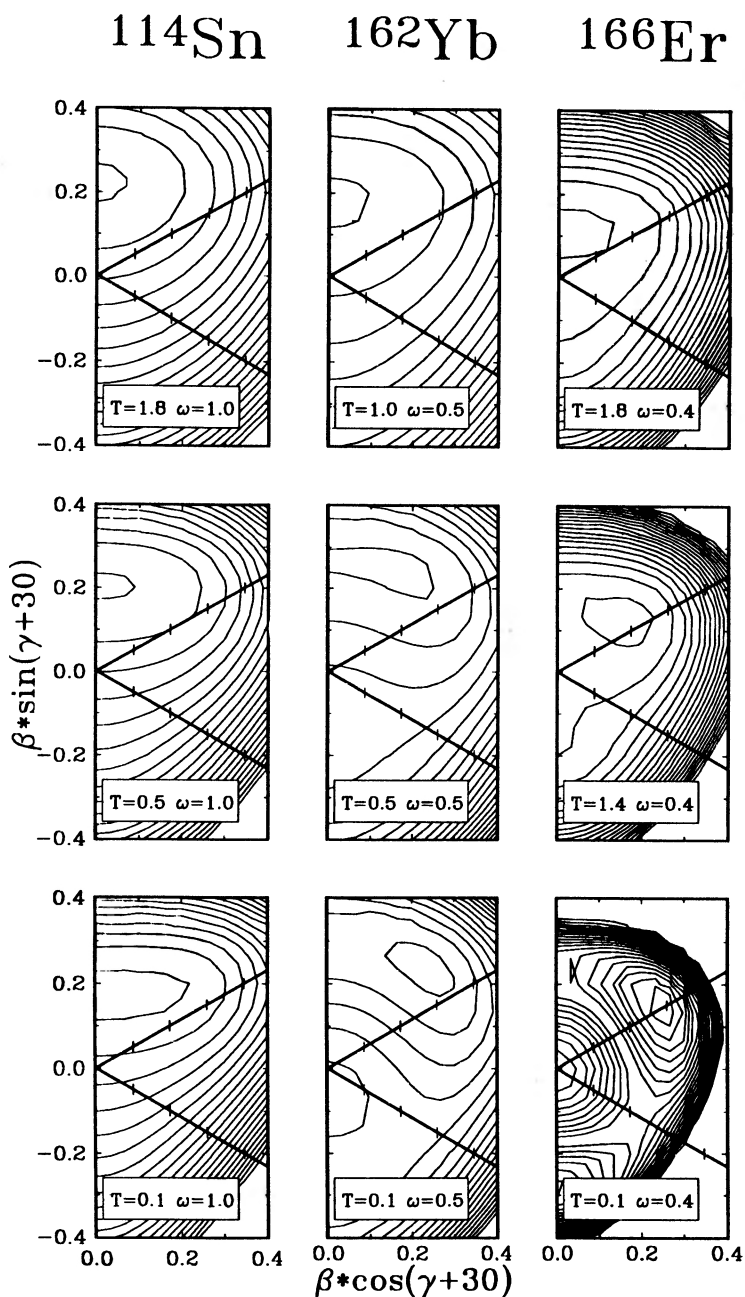
wibracja, mogą posiadać jeszcze wzbudzenia wewnętrzne (jednocząstkowe), stosuje się pojęcia termodynamiki: *temperatura*, *energia swobodna*, *entropia*, *przejścia fazowe*, *fluktuacje termiczne*. Zakłada się, że opisywane jądra podlegają rozkładowi makrokanonicznemu, a więc, że do opisu ich kształtu (we współrzędnych β - γ) przy zadanej temperaturze T i częstości kątowej obrotu ω można użyć gibbsowskiej energii swobodnej F :

$$F(\beta, \gamma; T, \omega) = E(\beta, \gamma; T, \omega = 0) - TS(\beta, \gamma; T, \omega) - \frac{1}{2} \mathfrak{S}_z(\beta, \gamma; T) \omega^2,$$

gdzie E jest energią wewnętrzną jądra, \mathfrak{S}_z – momentem bezwładności jądra względem osi obrotu, a S – jego entropią. Temperatura jądrowa T wiąże się w przybliżeniu z energią wzbudzenia jądra E^* związkiem $E^* = aT^2$, zaś częstość kątowa obrotu ω z krętem jądra I związkiem $I = \mathfrak{S}_z \omega$. Energię swobodną dla zadanych wartości T i ω określa się zazwyczaj na podstawie mikroskopowych obliczeń typu Nilssona-Strutinskiego dla zadanej deformacji o parametrach β i γ . Układ termodynamiczny osiąga kształt równowagi dla takich parametrów β i γ , które minimalizują energię swobodną. Rysunek 8 przedstawia kontury energii swobodnej jąder ^{114}Sn , ^{162}Yb i ^{166}Er dla różnych wartości temperatury i dla częstości obrotu ω odpowiadających zbliżonym do siebie wartościom krętu (obliczenia Alhassida i in. [24]). Widoczne minima wyznaczają najbardziej prawdopodobne kształty jądra. Rysunek ten ilustruje w jaki sposób zmienia się minimum energii swobodnej przy przejściu od kształtu wydłużonego dla obracającego się ale „zimnego” jądra, do kształtu spłaszczonego, w miarę zwiększania temperatury. Można zauważyć, że w jądrach sferycznych w stanie podstawowym, gdzie efekty powłokowe są słabe (jak np. ^{114}Sn) kształt spłaszczony pojawia się już przy niskich wartościach temperatury i krętu. Natomiast jądro silnie zdeformowane (jak np. ^{166}Er) zachowuje kształt wydłużony aż do temperatury $T \approx 1.6$ MeV. Gdy wzrost temperatury spowoduje, że jądro przybierze już kształt spłaszczony, to zwiększanie krętu jądra będzie powodowało szybki wzrost jego deformacji. Można powiedzieć, że dopiero po „stopieniu się” struktury powłokowej jądro zaczyna zachowywać się jak naładowana kropla cieczy.

Z każdym kształtem równowagi związany jest odpowiedni kształt nasilenia GDR, jak pokazano już na rys. 7. Energie poszczególnych składowych rezonansu, odpowiadających oscylacjom wzdłuż trzech osi głównych $k = 1, 2, 3$ w jądrze zdeformowanym, wyrażają się wzorami

$$E_k = E_{\text{GDR}} \exp \left[-\sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta \cos \left(\gamma - \frac{2\pi}{3} k \right) \right],$$



Rys. 8. Kontury energii swobodnej (odległe o 2 MeV) dla jąder ^{114}Sn , ^{162}Yb i ^{166}Er w układzie obracającym się, obliczone dla różnych wartości temperatury T i częstości kątownej obrotu ω odpowiadających krętowi $I = 35\hbar$

gdzie E_{GDR} jest energią dla jądra sferycznego.

Inną obserwabłą charakteryzującą kształt jądra jest (również pokazany na tym rysunku) współczynnik A_2 rozkładów kątowych promieniowania γ rozładowującego GDR, a dokładniej jego przebieg w funkcji energii. Ponieważ GDR związany jest ze wzbudzeniami typu E1, to również promieniowanie gamma rozładowujące rezonans będzie miało multipolowość E1, a więc będzie powodować zmianę rzutu całkowitego krętu jądra na oś obrotu o $\Delta I = +1, 0$ lub -1 . Przejścia gamma o multipolowości $\Delta I = \pm 1$ rozładowują tylko te drgania GDR, które zachodzą wzdłuż osi jądra prostopadłych do osi obrotu, zaś przejścia z $\Delta I = 0$ rozładowują tylko drgania zachodzące wzdłuż osi obrotu. Rozkłady kątowe promieniowania γ

$$W(\theta, E_\gamma) = W_0(E_\gamma)[1 + A_2 P_2(\cos \theta)]$$

mają współczynniki A_2 różne dla $\Delta I = \pm 1$ ($A_2 = -0.25$) i $\Delta I = 0$ ($A_2 = +0.5$). W jądrach zdeformowanych rozkłady kątowe będą zatem różne dla poszczególnych składowych rezonansu i współczynnik A_2 będzie się zmieniał w funkcji energii promieniowania. Dla jąder sferycznych, dla których wszystkie trzy składowe rezonansu są zdegenerowane, A_2 jest tożsamościowo równe 0. Im jądro jest bardziej zdeformowane i składowe rezonansu są bardziej oddalone od siebie, tym bardziej A_2 dla każdej składowej zbliża się do wartości $+0.5$ lub -0.25 . Przebieg tej zależności dla różnych typów deformacji pokazano na rys. 7. Tak więc zachowanie się A_2 w funkcji E_γ i amplituda poszczególnych składowych może być źródłem informacji o typie i wielkości deformacji jądrowej.

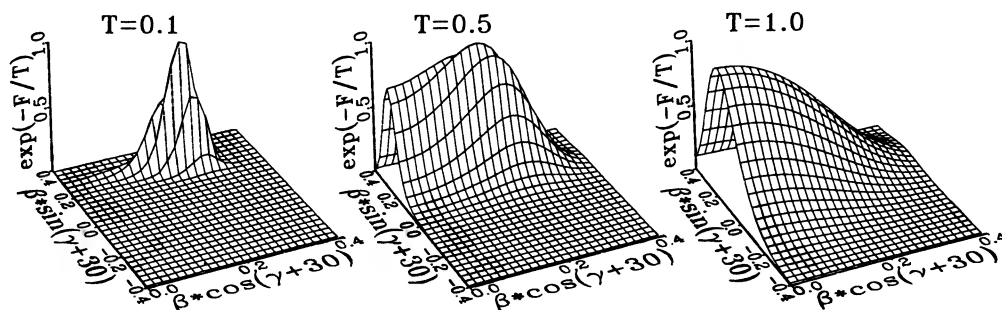
Jądra atomowe są układami termodynamicznymi o małej liczbie cząstek i mogą podlegać fluktuacjom termicznym. W szczególności fluktuują kształty jąder wokół wartości najbardziej prawdopodobnej, określonej przez minimum energii swobodnej. Zasięg tych fluktuacji określany jest przez stosunek prawdopodobieństwa znalezienia jądra o danej deformacji β, γ do prawdopodobieństwa z jakim to jądro ma kształt równowagi β_0, γ_0 :

$$\frac{P(T, \omega; \beta, \gamma)}{P(T, \omega; \beta_0, \gamma_0)} = \exp \left(- \frac{F(T, \omega; \beta, \gamma) - F(T, \omega; \beta_0, \gamma_0)}{T} \right).$$

Takie rozkłady przedstawione są na rys. 9. Pokazują one, że nawet przy niskich temperaturach fluktuacje kształtu odgrywają poważną rolę i należy je uwzględnić w interpretacji otrzymanywnych wyników eksperymentalnych: obserwowane widma są wynikiem emisji kwantów γ nie tylko z jąder o kształcie równowagi, ale, z pewnym prawdopodobieństwem, również z jąder o innych kształtach. Konsekwencją temperaturowych fluktuacji kształtu jest rozmycie funkcji nasilenia

rezonansu (wzrost obserwowanej szerokości) oraz osłabienie amplitudy rozkładów kątowych.

^{162}Yb $\omega=0.5$



Rys. 9. Rozkłady prawdopodobieństwa przyjęcia przez jądro danej deformacji

Kształt GDR, widziany poprzez widmo *inkluzywne* (tzn. widmo proste, bez jakiegokolwiek selekcji) wysokoenergetycznych kwantów gamma, jest silnie modyfikowany gęstością poziomów, do których rozpad następuje, zaś gęstość poziomów jest silnie zależna od energii wzbudzenia i krętu (patrz poprzedni paragraf). Widma kwantów gamma będą miały silną zależność wykładniczą od energii, w której charakterystyczny lorentzowski kształt rezonansu jest trudny do zauważenia. Ponadto określenie kształtu jąder gorących przy pomocy funkcji nasilenia GDR, czy też rozkładów kątowych, dodatkowo komplikowane jest faktem, że mierzone promieniowanie gamma, które niesie informacje o GDR, nie pochodzi tylko i wyłącznie z jądra o jednej, dobrze określonej temperaturze i jednej wartości krętu. Jądra rozgrzane produkowane są w reakcjach ciężkojonowych, w wyniku których wytwarzane są jądra złożone o ściśle określonych energiach wzbudzenia, ale różnych krętach. Rysunek 3 (górna część) przedstawia schematycznie rozkłady krętów jądra złożonego wytworzonego przy różnych energiach wzbudzenia. Rozpad jądra złożonego następuje głównie poprzez wyparowanie cząstek: neutronów, protonów i cząstek alfa a także, choć z prawdopodobieństwem ok. tysięcy razy mniejszym, poprzez emisję wysokoenergetycznego fotonu, który rozładuje wzbudzenie GDR w jądrze złożonym. Emisja fotonu może nastąpić nie tylko bezpośrednio z jądra złożonego, ale z dowolnego stadium rozpadu, tzn. po każdej emisji cząstki. Również kręt jądra, w którym zbudowany jest GDR, nie jest ściśle określony. Aby ze zmierzonego widma kwantów gamma wyciągnąć informację o parametrach GDR trzeba odtworzyć eksperymentalne widmo przy pomocy modelu statystycznego (np. używając programu komputerowego CASCADE, o któ-

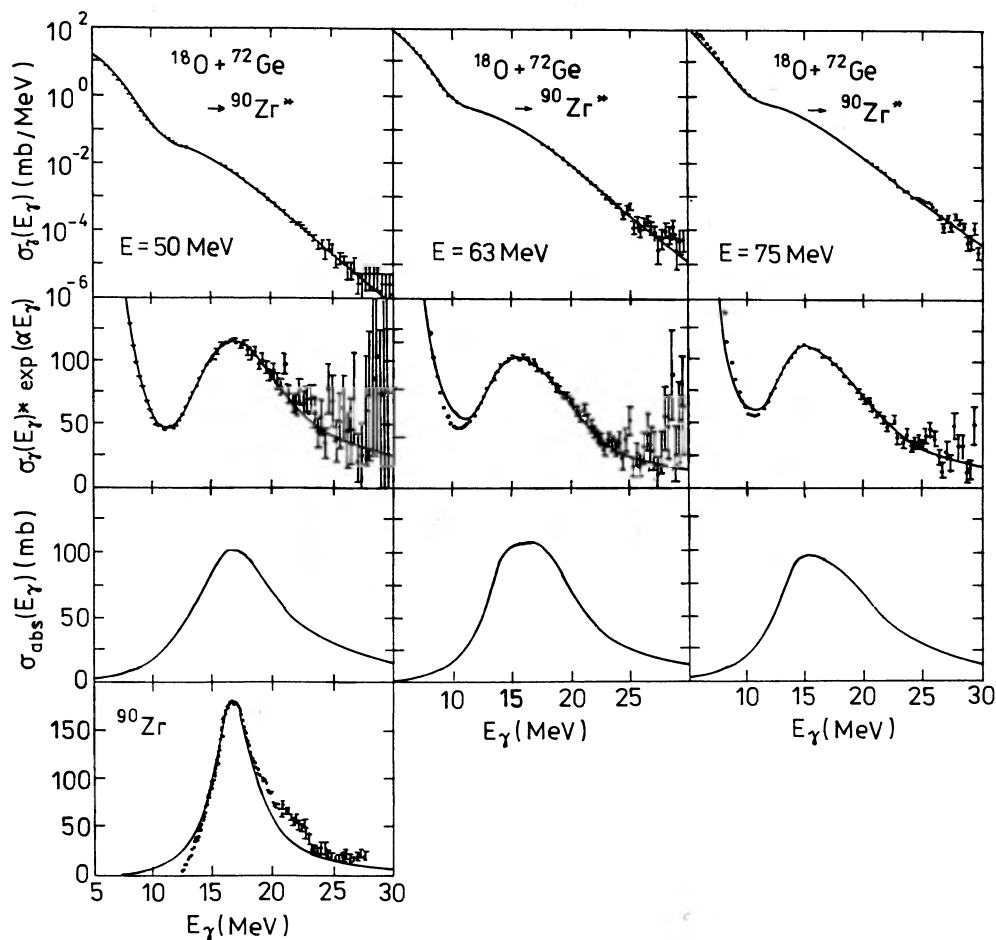
rym już była mowa wcześniej). Takie analizy przeprowadzane przez wiele grup i dla jąder z różnych obszarów liczb masowych potwierdziły przewidywane zmiany kształtu.

Jeden z przykładów (rys. 10), zaczerpnięty z prac grupy z Seattle [25] przedstawia ewolucję kształtu jądra ^{90}Zr , jak również obrazuje metodę otrzymywania informacji o tym kształcie. W górnej części rysunku pokazano w skali logarytmicznej zmierzone inkluzywne widma wysokoenergetycznych kwantów gamma dla trzech energii wzbudzenia i trzech średnich krętów jądra złożonego. Linie ciągle obrazują widma uzyskane z obliczeń modelem statystycznym, w którym parametry gigantycznego rezonansu (położenie, szerokość i nasilenie każdej składowej) były tak długo zmieniane, aż uzyskano najlepsze odtworzenie widma eksperymentalnego. W drugiej od góry części rysunku pokazano w skali liniowej te same widma, ale podzielone przez funkcję wykładniczą, aby w przybliżeniu wyeliminować wykładniczą zależność od gęstości stanów. W trzecim rzędzie przedstawiono dopasowane kształty GDR. Na samym dole pokazano GDR dla ^{90}Zr w stanie podstawowym. Można zauważyć, że dla niskich wartości krętu (lewa kolumna rysunku) kształt GDR daje się opisać jedną krzywą Lorentza (co sugeruje jądro o kształcie bliskim sferycznego), z energią rezonansu i nasileniem takim jak dla stanu podstawowego. Jego szerokość jest natomiast większa, co świadczy o fluktuacjach termicznych. Natomiast dla wyższych wartości krętu i energii wzbudzenia, do opisu trzeba złożyć dwie funkcje Lorentza, co sugeruje, jak już mówiono, istnienie kształtu zdeformowanego.

Otrzymane w powyższy sposób wyniki dotyczą efektywnego kształtu jądra, uśrednionego po wszystkich rodzajach rozpadu i po wszystkich krętach. Czułość metody gigantycznych rezonansów byłaby niewątpliwie znacznie zwiększona gdyby można było zawęzić obszar w przestrzeni temperatura-kręt, z którego następuje promieniowanie gamma. Dlatego właśnie od niedawna zaczęto stosować selektywne techniki eksperymentalne i mierzyć *ekskluzywne* widma gamma.

Jedną z takich metod przedstawiona została już w poprzednim paragrafie. Wykorzystano tam fakt istnienia długożyciowego izomeru w jednym z jąder (^{114}Sn) w sekwencji rozpadu jądra złożonego. Wybierano tylko te kwanty gamma, które były związane z tym konkretnym jądrem.

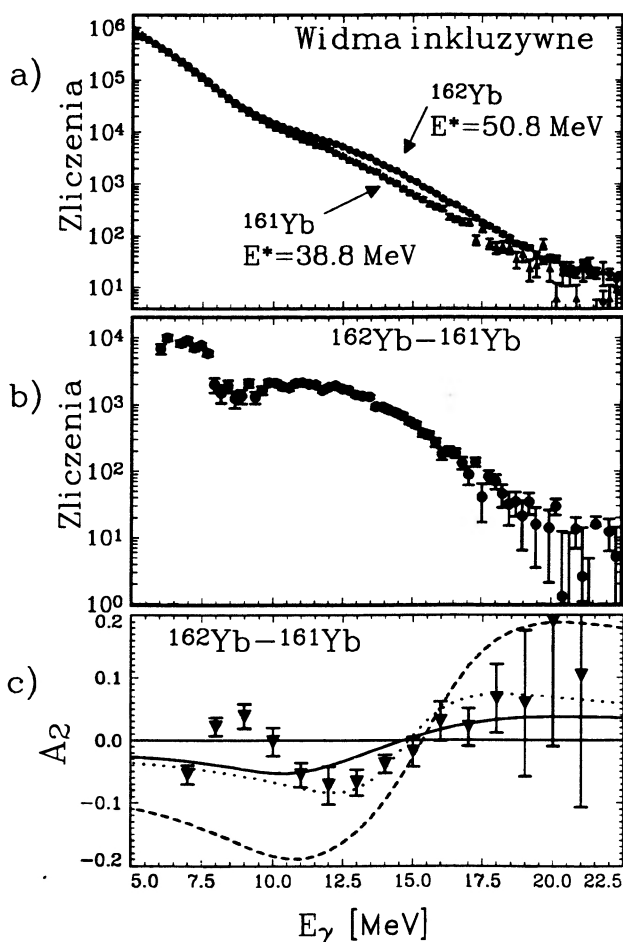
Bardziej ogólną metodą jest tzw. *technika różnicowa*, zaproponowana przez grupę kopenhaską [26,27]. Metoda ta jest zilustrowana na rysunkach 3 i 11. Polega ona na tym, że mierzone są zwykle inkluzywne widma gamma (rys. 11a), ale w dwóch reakcjach. W pierwszej z nich tworzy się jądro złożone o masie A (^{162}Yb) i energii wzbudzenia E_1^* , w drugiej zaś tworzy się jądro złożone o masie $A - 1$ (^{161}Yb) i energii wzbudzenia E_2^* równej energii wzbudzenia jaką posiada jądro A po emisji pierwszego neutronu (rys. 3, górna część). Ponieważ w tych jądrach



Rys. 10. Górny rząd: widma z rozpadu GDR w ^{90}Zr uformowanego przy energii wzbudzenia $E^* = 50, 63$ i 75 MeV oraz średnim kręcie wniesionym do jądra odpowiednio 3, 18 i 24 \hbar . Ciągłe linie to wyniki dopasowania za pomocą programu CASCAD. Drugi rząd: widma jak powyżej, tylko podzielone przez funkcję $\exp(\alpha E_\gamma)$. Trzeci rząd: dopasowane kształty GDR. Dolny fragment: GDR dla ^{90}Zr w stanie podstawowym [25]

wyparowanie cząstek odbywa się praktycznie tylko poprzez emisję neutronów, to emisja kwantów gamma z jądra $A - 1$ przedstawia tę część rozpadu gamma, która jest wspólna dla obydwu reakcji. A zatem różnica obydwu widm (rys. 11b) daje widmo promieniowania gamma, emitowanego wprost z jądra złożonego A o energii wzbudzenia E_1^* w konkurencji do emisji pierwszego neutronu. W tej metodzie rozkład temperaturowy stanów, na których jest zbudowany GDR zawężony jest do szerokości GDR (ok. 6 MeV). A zatem, zmieniając energię wzbudzenia E_1^* (i

oczywiście odpowiednio E_2^*), można uzyskiwać informacje o jądrach atomowych z różnych, stosunkowo wąskich, przedziałów energii wzbudzenia (temperatury). Rysunek 11c przedstawia widmo współczynników A_2 rozkładów kątowych uzyskane z takiej różnicy wraz z teoretycznymi przewidywaniami.



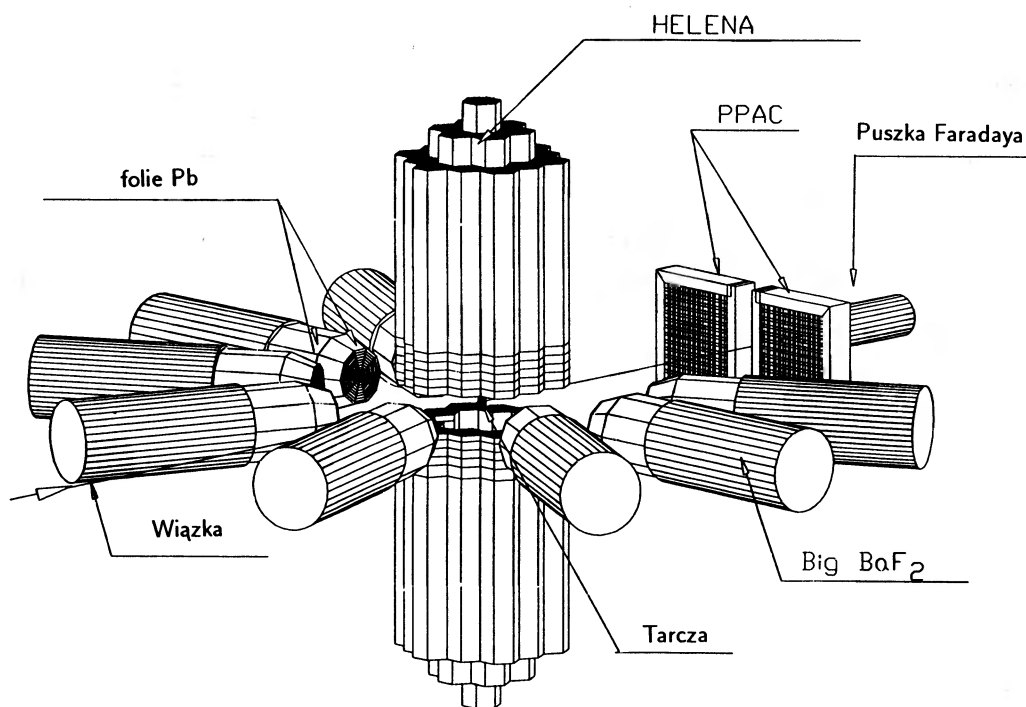
Rys. 11. a) Zmierzone widma promieniowania gamma z rozpadu ^{162}Yb o energii wzbudzenia $E^* = 51$ MeV, oraz ^{161}Yb o $E^* = 39$ MeV. b) Różnica tych dwóch widm zawierająca głównie kwanty gamma emitowane wprost z jądra złożonego ^{162}Yb . c) Widmo współczynników A_2 rozkładów kątowych uzyskane z takiej różnicy. Linie przedstawiają teoretyczne przebiegi A_2 dla modeli w różny sposób uwzględniających termiczne fluktuacje kształtu

Żeby ta metoda była całkowicie poprawna, należy ją stosować do tych jąder, gdzie jest tylko jeden wyróżniony kanał wyparowania cząstek (np. kanał

neutronowy). Należy także zadbać, żeby rozkłady krętów, wnoszonych do jąder złożonych A i $A - 1$ w obydwu reakcjach, były podobne. Warunek ten jest zazwyczaj dość trudny do spełnienia tylko poprzez wybór odpowiedniej kombinacji pocisk-tarcza. Trzeba dodatkowo posiłkować się stosowaniem koincydencji z filtrem krotności opisanym poniżej, albo zastosować odpowiednie poprawki do uzyskanych wyników [27].

W celu zawężenia interesującego nas przedziału krętu najczęściej stosuje się tzw. filtry krotności niskoenergetycznego promieniowania γ . Jak schematycznie pokazano na rys. 3, jądra złożone ochładzając się przez emisję cząstek czy też przez emisję wysokoenergetycznego kwantu gamma, tracą podczas tego procesu stosunkowo niewielką ilość krętu. Dopiero emisja kaskady niskoenergetycznych (zazwyczaj < 1 MeV) kwantów gamma wzdłuż linii *grast* wyczerpuje cały kręt jądra. Te przejścia gamma mają multipolowość E2 i każde z nich zmniejsza kręt o dwie jednostki. A zatem znając ich krotność (ilość) M dla konkretnego procesu rozpadu możemy wnioskować o kręcie jądra złożonego I , z którego rozpad zachodził, stosując prosty związek $I = 2M$. Filtr krotności jest to układ wielu detektorów, które wypełniają jak największą część pełnego kąta bryłowego, tak by jak najmniej kwantów gamma mogło ominąć układ detekcyjny. Jednocześnie każdy z detektorów wchodzących w skład układu powinien mieć jak najmniejszy kąt bryłowy (duża granulacja), by zapobiec detekcji dwóch kwantów gamma w tym samym detektorze. Na rys. 12 jest przedstawiony przykładowy układ pomiarowy o wysokiej wydajności do detekcji wysokoenergetycznych kwantów gamma z filtrem krotności i detektorami do pomiaru produktów syntezy.

Rysunek 13 przedstawia przykładowe [28] widma współczynnika A_2 rozkładów kątowych promieniowania gamma zmierzone w reakcji $^{48}\text{Ti} + ^{114}\text{Cd}$, przy energii wiązki 225 MeV, prowadzącej do jądra złożonego ^{162}Yb o energii wzbudzenia $E^* = 75$ MeV. Ponieważ A_2 jest to w przybliżeniu stosunek różnicy widm gamma zmierzonych pod kątami 0° i 90° do ich sumy, to wykładniczo opadająca składowa w widmach, zależna od gęstości poziomów, zostaje wyeliminowana. A zatem współczynniki A_2 stają się wielkościami w dużej mierze niezależnymi od modelu statystycznego. Przedstawione widma uzyskane zostały dla konkretnej liczby zarejestrowanych niskoenergetycznych kwantów gamma w filtrze krotności, a więc dla konkretnej średniej wartości krętu jądra złożonego. Jak widać, A_2 przyjmuje ujemne wartości dla niskoenergetycznej składowej rezonansu ($10 < E_\gamma < 15$ MeV) i dodatnie dla wysokoenergetycznej składowej ($15 < E_\gamma < 20$ MeV). Jest to typowe dla spłaszczonych jąder o osi symetrii jako osi obrotu. Na rysunku przedstawiono również wyniki obliczeń korzystających z map energii swobodnej (rys. 8), zakładające różne wpływy fluktuacji kształtu. Pomimo dość dużych błędów statystycznych, zauważalny jest wzrost wartości

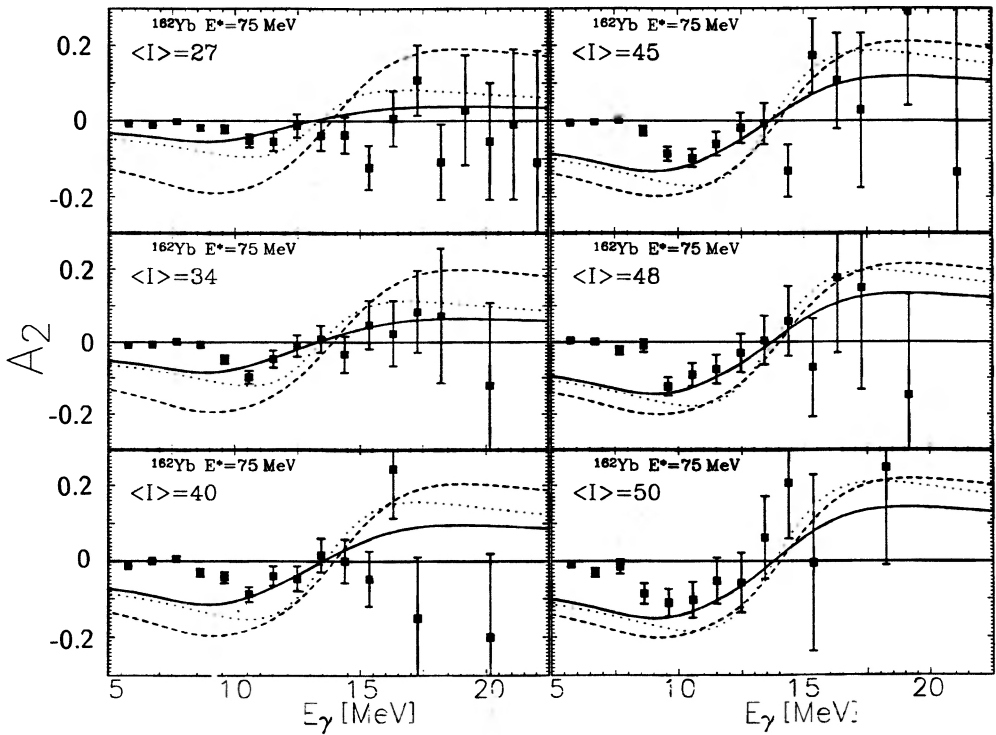


Rys. 12. Układ do pomiaru wysokoenergetycznego promieniowania gamma HECTOR zainstalowany w Instytucie Nielsa Bohra w Kopenhadze: 8 dużych detektorów scyntylacyjnych BaF_2 , filtr krotności HELENA składający się z 38 małych kryształów BaF_2 , oraz 2 detektory gazowe typu PPAC do detekcji jąder odrzutu

bezwzględnej ujemnej amplitudy A_2 dla niskoenergetycznej składowej GDR. Jest to lepiej widoczne na rys. 14, gdzie przedstawiono wartości A_2 uśrednione w przedziale energii 11–14 MeV. Wzrost tej amplitudy jest jakościowo zgodny z wynikami teoretycznymi i jest spowodowany wzrostem deformacji jądra (zmniejszającym się nakładaniem poszczególnych składowych). Na rysunku przedstawiono również dla porównania wyniki dla jądra ^{110}Sn [29]. Widać że jądro to, zgodnie z przewidywaniami, szybciej zwiększa swoją deformację.

4. Rozpad GDR poprzedzający rozszczepienie

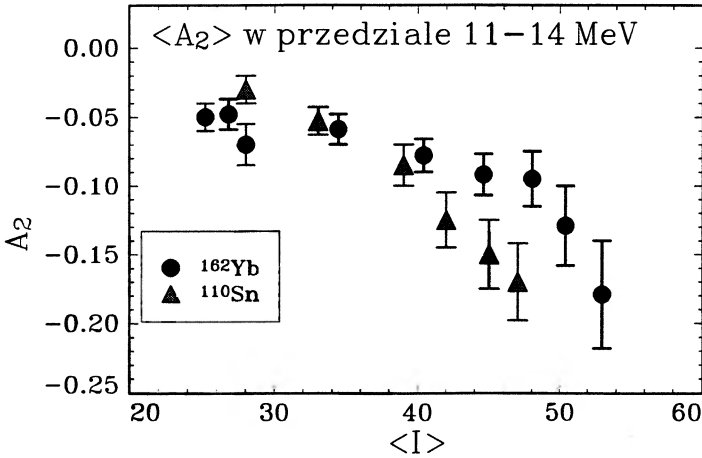
W poprzednim paragrafie opisano metody badania ewolucji kształtów jąder, których rozpad odbywa się głównie przez wyparowanie cząstek. W pewnych warunkach (wysoki kręt, bardzo ciężkie jądra) procesem konkurencyjnym do wyparowania, a czasem dominującym, jest rozszczepienie. Proces ten badany był



Rys. 13. Widma współczynnika A_2 rozkładów kątowych promieniowania gamma z rozpadu GDR w ^{162}Yb dla poszczególnych przedziałów krętu jądra złożonego

prawie od zarania fizyki jądrowej. Ostatnie badania, głównie grup z Canberry i Berlina [30,31], oparte na pomiarach liczby neutronów emitowanych przed i po rozszczepieniu zasugerowały, że rozszczepienie przebiega znacznie wolniej niż wynikałoby to z przewidywań modelu statystycznego. Liczba zmierzonych neutronów poprzedzających rozszczepienie jest znacznie wyższa niż wartość przewidywana w modelu statystycznym, natomiast liczba neutronów emitowanych po rozszczepieniu (a więc z produktów rozszczepienia) wysyca się przy pewnej energii wzbudzenia. Oznacza to, że rozszczepienie zaczyna konkurować z wyparowaniem cząstek dopiero pod koniec procesu ochładzania się (rozpadu) jądra. Oznacza to również, że jądro ma znaczną szansę na emisję kwantu gamma przed rozszczepieniem.

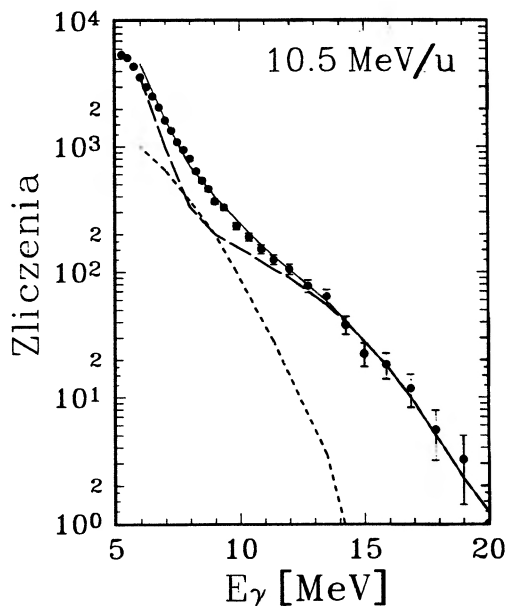
Pierwsze prace badające proces emisji gamma poprzedzającej rozszczepienie wykonane zostały w Stony Brook [32,33]. Badano w nich emisje kwantów gamma związanych z rozpadem GDR w jądrach ^{224}Th . Uzyskane widma gamma analizowano przy pomocy modelu statystycznego, zakładając istnienie zarówno



Rys. 14. Średnia wartość współczynnika A_2 w przedziale energii 11–14 MeV jako funkcja $\langle I \rangle$ dla ^{162}Yb i ^{110}Sn

składowej poprzedzającej rozszczepienie jak i składowej związanej z fragmentami rozszczepienia. Kwanty gamma emitowane z fragmentów odzwierciedlały własności GDR dla jąder o masie w przybliżeniu równej połowie masy jądra złożonego. Energia rezonansu wynosiła $E_{\text{GDR}} = 16$ MeV. Dla składowej poprzedzającej rozszczepienie energia rezonansu wynosiła $E_{\text{GDR}} \approx 11$ MeV. Okazało się że czysty model statystyczny nie był w stanie dobrze odtworzyć widma w okolicy 11 MeV, a więc w obszarze spodziewanych kwantów gamma z układu złożonego. Dopiero wprowadzenie współczynnika, który redukowało dla pierwszych kroków rozpadu prawdopodobieństwo rozszczepienia, pozwoliło dopasować obliczenia do eksperymentu. Potwierdziło to hipotezę, że proces rozszczepienia przebiega powoli.

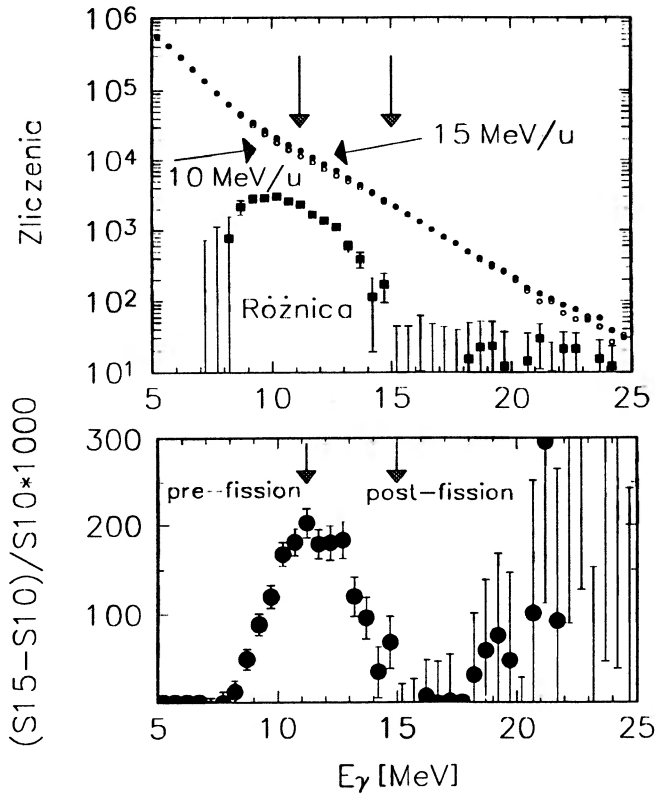
Powyższe wyniki poddały pomysł zbadania promieniowania gamma rozkładającego GDR w tzw. gorących jądrach superciężkich, jeśli w ogóle takie kolektywne wzbudzenie w nich istnieje. Pomysł polegał na utworzeniu w reakcji fuzji bardzo ciężkiego układu złożonego (z pobliża przewidywanej wyspy stabilności o $Z = 114$ i $N = 184$), który w 100% ulega procesowi rozszczepienia. Jeśli układ taki żyje dostatecznie długo, jest szansa na wzbudzenie się w nim GDR, a również na jego rozpad przez emisję kwantu γ . Eksperyment przeprowadzony był w Grenoble przez grupę fizyków z Kopenhagi, Mediolanu, Grenoble, Groningen i Krakowa. Mierzono w nim widma γ w koincydencji z fragmentami rozszczepienia w reakcji $^{40}\text{Ar} + ^{232}\text{Th}$ przy energiach wiązek 6.8 i 10.5 MeV/u. Powstałym układem złożonym był ^{272}Hs ($Z = 108$). Zmierzone widmo przedstawione jest na rys. 15 wraz z wynikami obliczeń przy użyciu modelu statystycznego [34]. Jak widać,



Rys. 15. Zmierzone widmo gamma dla reakcji przy energii 10.5 MeV/u, w koincydencji z detekcją fragmentów z symetrycznego rozszczepienia gorącego jądra superciężkiego ^{272}Hs . Obliczenia modelem statystycznym pokazane linią z długimi kreskami zakładają, że emisja odbywa się tylko w produktach rozszczepienia wzbudzonych do $E^* = 80$ MeV. Linia zaznaczona krótkimi kreskami pokazuje możliwą składową z rozpadu GDR w jądrze złożonym. Suma dwóch poprzednich składowych zaznaczona jest linią ciągłą

nie wystarcza uwzględnienie tylko promieniowania gamma z produktów rozszczepienia. Ażeby zmierzone widmo można było całkowicie odtworzyć za pomocą obliczeń, należy dodać składową GDR ze średnią energią rezonansu $E_{\text{GDR}} = 10$ MeV, a więc opisującą emisję kwantów gamma przed rozszczepieniem. Oznacza to, że rzeczywiście w reakcji powstało jądro złożone i że jego czas życia był dostatecznie długi (rzędu 10^{-19} – 10^{-20} s), by wytworzył się i rozpadł gigantyczny rezonans dipolowy. Bardziej szczegółowe informacje o skali czasowej procesu rozszczepienia, jak i o chwilowym kształcie gorącego superciężkiego jądra, będzie można uzyskać na podstawie pomiaru wykonanego ostatnio z bardziej wydajnym układem detekcji przez tę samą grupę [35]. Wstępne wyniki pokazano na rys. 16. Widać że widma uzyskane przy energii 10 MeV/u (tj. przy energii 10 MeV na jednostkę masy padającego jądra) i 15 MeV/u różnią się tylko w okolicach energii przewidywanej dla rozpadu GDR poprzedzającego rozszczepienie (10 MeV), natomiast są praktycznie identyczne w obszarze energii GDR dla produktów rozszczepienia (15.5 MeV). Natomiast różnica widm otrzymanych dla 10 MeV/u i

6.8 MeV/u (nie pokazana tutaj) pokazuje zliczenia zlokalizowane zarówno przy energiach 10 MeV jak i 16 MeV. Oznacza to, że rozszczepienie następuje dopiero kiedy jądro ochłodzi się do temperatury odpowiadającej energii wiązki około 10 MeV/u.



Rys. 16. Widma otrzymane podobnie jak na rys. 15, ale dla energii 10 MeV/u i 15 MeV/u (górną część), oraz względna różnica tych widm (dolną część)

Bardzo interesujące wydaje się zastosowanie powyżej opisanej metody do zimnego, samorzutnie rozszczepiającego się jądra ^{252}Cf . W czasie procesu rozszczepienia wydziela się duża ilość energii (185 MeV) i znaczna część tej energii jest już dostępna zanim nastąpi całkowite rozdzielenie się fragmentów. Jest zatem możliwe wzbudzenie się GDR i jego rozpad tuż przed rozszczepieniem, a więc odzwierciedlające bardzo zdeformowany kształt jądra. Badania tego typu zjawiska prowadzone są ostatnio przez grupę z Groningen i wstępne wyniki [36] wydają się sugerować istnienie tego typu składowej w widmie gamma.

5. Badanie grubości skórki neutronowej jąder

Badaniem kształtu i rozkładu materii w jądrach atomowych zajmowano się od kilkudziesięciu lat. Prace bazujące na pomiarze rozkładu ładunku należą do klasycznych [37]. W eksperymentach mierzy się różniczkowe przekroje czynne na sprężyste rozpraszanie elektronów na jądrach. Podobne wartości mogą być obliczone przy założeniu określonego rozkładu ładunku. Porównanie obydwu krzywych dostarcza dokładnych informacji o rozkładzie protonów, czyli w przybliżeniu o rozkładzie materii jądrowej [38]. Wyznaczenie rozkładu neutronów wymaga znajomości oddziaływań jądrowych i metody te są zależne od wybranych modeli. Współczesna analiza [39] rozpraszania spolaryzowanych protonów na jądrach pozwala na w miarę dobry opis obserwabli spinowych, jednak z określeniem gęstości neutronów są nadal problemy.

Teoretycznie promienie rozkładów neutronów i protonów liczone były przez wielu autorów [40-42]. Wyniki obliczeń wskazują na to, że $R_n > R_p$, sugerując istnienie skórki neutronowej wokół jądra atomowego. Problem staje się jeszcze ciekawszy w przypadku badań jąder zdeformowanych; można zapytać czy grubość skórki jest jednakowa we wszystkich kierunkach, czy też zależy od kierunku względem osi symetrii jądra.

Pomiaru grubości skórki neutronowej można dokonać [43] za pomocą badania GDR wzbudzanego podczas nieelastycznego rozpraszania cząstek α (metoda używana zazwyczaj do badań GMR; zobacz następny paragraf). Teoretycznie pokazano, że przekrój czynny na wzbudzenie GDR w nieelastycznym rozpraszaniu cząstek α zależy od względnej różnicy promieni rozkładu neutronów i protonów $\Delta R_{pn}/R_0$ ($R_0 = (R_n + R_p)/2$). Jak wynika z obliczeń, grubość skórki neutronowej jest proporcjonalna do przekroju czynnego (prawie liniowa zależność przy małych wartościach). Idea pomiaru jest więc następująca: wyliczamy wartość przekroju czynnego na nieelastyczne rozpraszanie cząstek α jako funkcję $\Delta R_{pn}/R_0$ i porównujemy z tą samą wartością otrzymaną w eksperymencie. O wielkości błędu względnej różnicy promieni rozkładu neutronów i protonów wnioskujemy z wartości błędu pomiaru przekroju czynnego. Musimy jednak mieć gwarancję, że nieelastycznie rozpraszane cząstki α prawie wyłącznie wzbudzają GDR. Wymaganie to może być spełnione w koincydencyjnym pomiarze, w którym jednocześnie mierzymy energię rozproszonych cząstek α i wysokoenergetycznych kwantów γ . Pomimo istniejącej dla ciężkich jąder znacznej degeneracji energetycznej GDR, GMR i GQR, udaje się wyselekcjonować rezonans dipolowy. GMR nie może się rozpaść poprzez emisję fotonów, natomiast przejścia γ typu E1 (a więc te, które rozładują GDR) są o wiele szybsze niż przejścia typu E2 (rozładujące GQR)

o tej samej energii. Metoda, choć zależna od przyjętych założeń odnośnie modelu opisującego oscylacje jąder, okazała się praktyczna, a co więcej rozszerzono ją do badań jąder zdeformowanych [44].

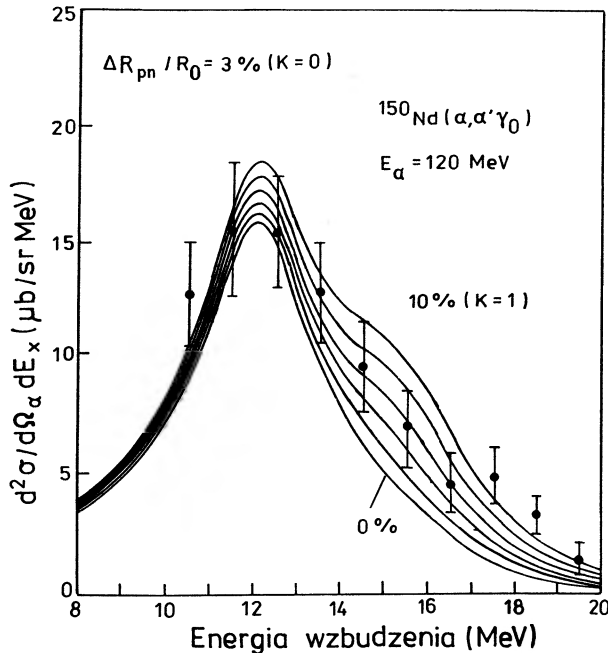
Wiązka cząstek α o energii 120 MeV po rozproszeniu na tarczach ^{116}Sn , ^{124}Sn i ^{208}Pb analizowana była spektrometrem magnetycznym [45]. Wysokoenergetyczne kwanty γ mierzono dużym (25.5×35.5 cm) kryształem NaI(Tl) z antykomptonowską osłoną plastikową oraz osłoną ołowianą [46]. Przy określonej zmierzonej energii rozproszonych cząstek α , np. o wartości E_α , kwanty γ wyemitowane przez jądro przy jego przejściu do stanu podstawowego miały energię zbliżoną do różnicy 120 MeV $- E_\alpha$. Wszystkie podobne zdarzenia tworzą linię prostą na dwuwymiarowym wykresie energia cząstki α – energia kwantu γ . Większej energii cząstki odpowiada mniejsza energia kwantu. Deekscytacja do kolejno pierwszego i wyższych stanów wzbudzonych odpowiada pojawieniu się na tym wykresie kolejnych linii prostych ułożonych bliżej początku układu współrzędnych. Rzut wszystkich zdarzeń na kierunek prostopadły do kierunku wspomnianych linii prostych daje tzw. widmo stanów końcowych, w którym pojawiają się maksima odpowiadające kolejnym stanom wzbudzonym badanego jądra. Liczba zliczeń w poszczególnych maksimach jest miarą różniczkowego przekroju czynnego na nieelastyczne rozpraszanie i zarazem miarą względnej różnicy promieni rozkładów protonów i neutronów.

Przekrój czynny na wzbudzenie GDR w niesprężystym rozpraszaniu cząstek α był liczony standardową metodą [47], w której oscylacjom gęstości rozkładu protonów i neutronów odpowiadają oscylacje potencjału optycznego. W obliczeniach uwzględniono modele oscylacji Goldhabera-Tellera (GT) jak i Jensena-Steinwedela (JS) (superpozycja obydwu rodzajów wibracji daje lepszy makroskopowy opis parametrów GDR [8]) i zastosowano metodę Borna z zaburzonymi falami płaskimi. Na gruncie obydwu modeli GT i JS wyliczono tzw. potencjały przejścia, do których dodano potencjał przejścia odpowiadający wzbudzeniu kulombowskiemu. Przekrój czynny $\sigma_{\alpha\alpha'}^{100\%}(E)$ obliczano przy założeniu 100% reguły sum TRK, a następnie uwzględniono spłot z kształtem rozkładu $\sigma_\gamma(E)$. W rezultacie otrzymano:

$$\sigma_{\alpha\alpha'}(E) = \sigma_{\alpha\alpha'}^{100\%}(E) \frac{A}{0.06NZ} \sigma_\gamma(E),$$

gdzie $\sigma_\gamma(E)$ jest rozkładem nasilenia fotoabsorpcji (w barnach). Obliczenia były wykonane dla szeregu wartości $\Delta R_{\text{pn}}/R_0$ i porównane z mierzonymi wartościami. Wyżej wspomnianą metodą zmierzono grubości skórki neutronowej w ^{116}Sn , ^{124}Sn i ^{208}Pb i otrzymano wartości odpowiednio 0.02 ± 0.12 fm, 0.21 ± 0.11 fm i 0.19 ± 0.09 fm.

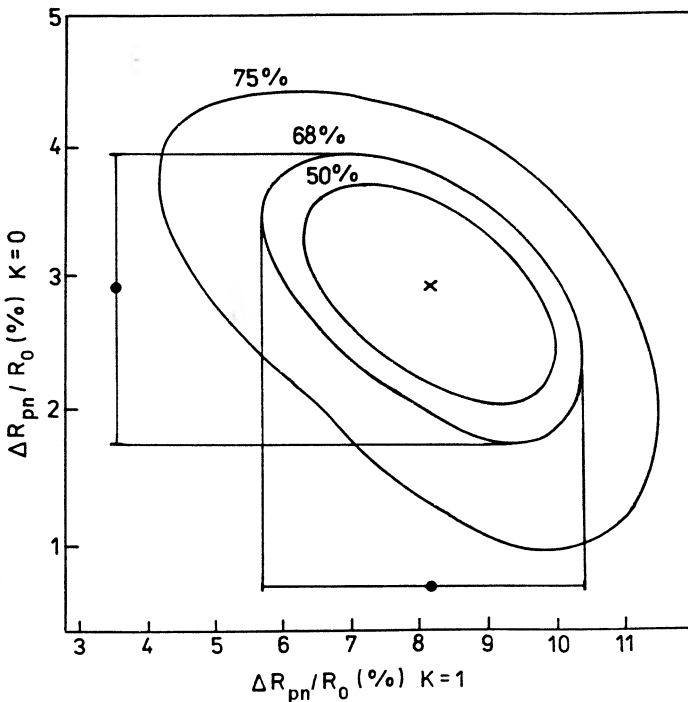
Metoda została rozszerzona na osiowo symetryczne, zdeformowane jądro ^{150}Nd [44], w którym można było zmierzyć grubość skórki neutronowej w kierunku osi symetrii ($K = 0$) i w kierunku prostopadłym do niej (krótka oś, $K = 1$). Pomijając tu szczegóły i wspominając jedynie o dodatkowych komplikacjach związanych z możliwością deekscytacji do nisko leżącego stanu 2^+ o energii 130.1 keV, pokażemy czułość metody za pomocą rys. 17. Kolejne krzywe liczone dla stałej



Rys. 17. Zależność przekroju czynnego liczonego dla ^{150}Nd od grubości skórki neutronowej wzdłuż krótkiej osi ($K = 1$). Grubość skórki neutronowej wzdłuż długiej osi ($K = 0$) miała tu stałą wartość 3%

wartości $\Delta R_{pn} / R_0 = 3\%$ i dla $K = 0$ odpowiadają wartościom $\Delta R_{pn} / R_0$ od 0% do 10% dla $K = 1$. Wartości teoretyczne porównano z wartościami doświadczalnymi otrzymanymi przy dodatkowym warunku sortowania danych, pozwalającym na selekcję energii wzbudzenia jądra. Obliczenia wykonane były dla różnych kombinacji grubości skórki neutronowej w kierunkach krótkiej i długiej osi jądra. Dla każdej kombinacji obliczono wartość χ^2 będącą miarą odstępstwa od wartości zmierzonej. Wyniki są przedstawione na rys. 18, z którego wynika, że grubość skórki neutronowej wzdłuż osi symetrii jądra wynosi $0.22 \pm 0.16 \text{ fm}$, a w kierunku do niej prostopadłym $0.50 \pm 0.15 \text{ fm}$. Wynik ten jest równoważny stwierdzeniu,

że stosunek parametrów deformacji kwadrupolowej neutronów i protonów w jądrze ^{150}Nd wynosi $\beta_2^n/\beta_2^p = 0.92 \pm 0.08$. Teoretyczna wartość tego stosunku dla podobnie zdeformowanego jądra ^{165}Ho [48] wynosi 0.96, zaś zmierzona w doświadczeniu z pionami (π^+ , π^0) [49] 0.84 ± 0.08 . Eksperymenty sugerują fakt, że materia protonowa w jądrze o kształcie cygara jest bardziej zdeformowana od materii neutronowej.



Rys. 18. Porównanie obliczonego i zmierzonego przekroju czynnego metodą χ^2 . Wartości χ^2 były liczone jako funkcje względnej grubości skórki neutronowej wzdłuż krótkiej osi (pozioma oś) i długiej osi (pionowa oś) jądra. Linie odpowiadają stałym wartościom poziomu ufności

Dokładność proponowanej metody można poprawić na drodze zwiększenia energii cząstek α do 200 MeV, co przy nie zmniejszonej czułości pozwoli na pięciokrotne zwiększenie liczby zliczeń. Inną możliwością, już częściowo zrealizowaną [50], jest użycie detektora promieniowania γ o dużej wydajności i stosunkowo dobrej zdolności rozdzielczej.

6. Pomiar ściśliwości materii jądrowej

Badanie izoskalarnego gigantycznego rezonansu monopolowego (GMR) stwarza wyjątkową możliwość bezpośredniego pomiaru ściśliwości materii jądrowej K_∞ . Wielkość ta, zdefiniowana poniżej, jest jedną z najważniejszych wielkości charakteryzujących jądrowe równanie stanu (equation of state – EOS). Mechanizm wybuchu supernowej (np. SN1987A), wewnętrzna budowa gwiazd neutronowych, czy też formowanie materii w początkowym okresie istnienia Wszechświata, zależą od własności materii w szerokim zakresie jej gęstości ρ i temperatury T . Na wykresie fazowym (zależność T od ρ/ρ_0 , gdzie ρ_0 jest gęstością w stanie równowagi), przy temperaturze rzędu 100 MeV i gęstości przekraczającej kilka razy ρ_0 oczekuje się przejścia do stanu plazmy kwarkowo-gluonowej. W temperaturze rzędu 10 MeV zachodzi przejście ciec–gaz. Energia przypadająca na jeden barion $E(\rho, T)$ jest dobrze znana tylko w jednym punkcie $T = 0$ i $\rho/\rho_0 = 1$ i wynosi ona $E_0 = -15.75$ MeV. W ogólności zapiszemy [51]

$$E(\rho, T) = E_T(\rho, T) + E_C(\rho, T = 0) + E_0,$$

gdzie E_C jest energią kompresji. To, co rozumiemy przez równanie stanu materii, jest zależnością E_C od ρ/ρ_0 . Ściśliwość nieskończonej materii jądrowej definiowana jako

$$K_\infty = 9\rho^2 \frac{d^2 E}{d\rho^2}$$

jest bezpośrednio związana z równaniem stanu (druga pochodna). Niektóre modele wybuchu supernowej [52] zakładają wartość $K \approx 140$ MeV; „twardsze” równanie stanu (z większym K) nie pozwoli na zgromadzenie się potrzebnej do wybuchu energii podczas zapadania się gwiazdy. Powszechnie przyjmowana wartość $K \approx 200$ MeV [53] znacznie się różni od zakładanej w modelach astrofizycznych i od wartości zmierzonej $K \approx 300$ MeV [54]. Jak widać, problem jest ekscytujący i bezpośrednie pomiary ściśliwości są bardzo potrzebne i to nie tylko dla $T = 0$, ale również dla wyższych temperatur.

Gigantyczny rezonans monopolowy jest drganiem zachowującym kształt jądra, a zmieniającym jego objętość. Ściśliwość jądra atomowego K_A jest powiązana z energią tego rezonansu [55]

$$E_{\text{GMR}} = \sqrt{\frac{\hbar^2 K_A}{m \langle r^2 \rangle}},$$

gdzie m oznacza masę nukleonu, a $\langle r^2 \rangle$ jest kwadratem średniego promienia jądra. Jądro atomowe – kropla materii jądrowej, różni się od nieskończonej materii jądrowej. Ekstrapolacja od skończonego jądra do nieskończonej materii nie jest oczywista ze względu na istnienie powierzchni jądra, efektów kulombowskich czy asymetrii i dlatego też musimy rozróżnić K_A od K_∞ . Podobnie jak przy wyliczaniu średniej energii wiązania nukleonów (półempiryczny wzór na masę), także i w tym przypadku stosuje się rozwinięcie [55]

$$K_A = K_V + K_S A^{-1/3} + K_C A^{-2/3} + [K_{\delta,V} + K_{\delta,S} A^{-1/3}] \delta^2 + K_{\text{Coul}} Z^2 / A^{4/3} + \dots,$$

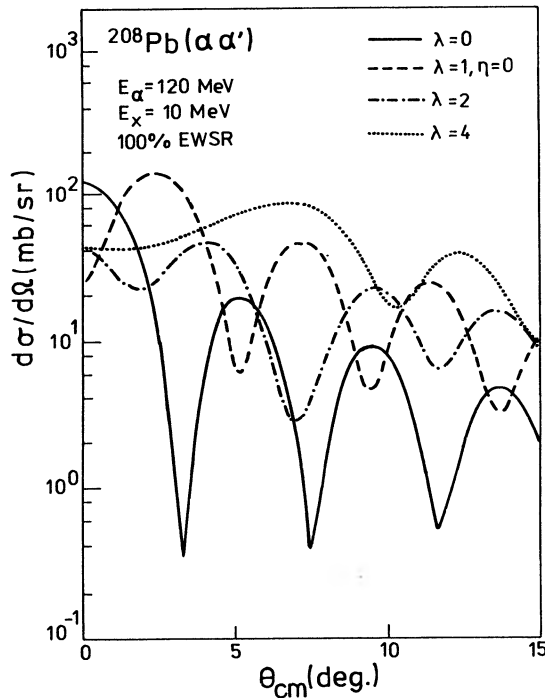
w którym $\delta = (N - Z)/A$, a kolejne człony są przyczynkami związanymi z częścią objętościową, powierzchniową, asymetrią i oddziaływaniem kulombowskim. W tzw. modelu skalowania [55] interpretuje się człon objętościowy jako ściśliwość nieskończonej materii jądrowej. Pomiar ściśliwości materii jądrowej polega więc na wyznaczeniu dostatecznie dużej liczby wartości energii GMR i znalezienia w procedurze dopasowania poszukiwanych parametrów.

Metodę wyznaczania pozycji GMR omówimy na przykładzie eksperymentu wykonanego przez S. Brandenbura [56] w instytucie KVI w Groningen. Badał on GMR w ^{208}Pb za pomocą nieelastycznego rozpraszania cząstek α pod małymi kątami. Obliczenia różniczkowego przekroju czynnego na rozpraszanie cząstek α były wykonane przy pomocy przybliżenia Borna z falami zaburzonymi (DWBA). Rysunek 19 ilustruje wyniki takich obliczeń dla hipotetycznej energii wzbudzenia 10 MeV przy bombardowaniu tarczy ołowianej cząstkami α o energii 120 MeV.

Linia ciągła przedstawiająca zależność kątową przekroju czynnego dla wzbudzenia monopolowego leży w przedziale 0° – 1.5° znacznie wyżej niż linie oznaczone przekazem krętu $\lambda = 2$ i $\lambda = 4$. W doświadczeniu została zastosowana metoda różnicowa polegająca na pomiarze niesprężystości rozproszonych cząstek α w przedziałach 0° – 1.5° i 1.5° – 3.0° . Po odjęciu drugiego widma od pierwszego otrzymano widmo różnicowe z dominującym przyczynkiem od rezonansu monopolowego (rys. 20).

Dopasowane parametry rezonansu mają wartości: $E_{\text{GMR}} = 13.9 \pm 0.3$ MeV, $\Gamma = 2.4 \pm 0.3$ MeV i $\sigma = 85 \pm 20$ % E0 EWSR (reguły sum dla przejść E0, ważonej energią).

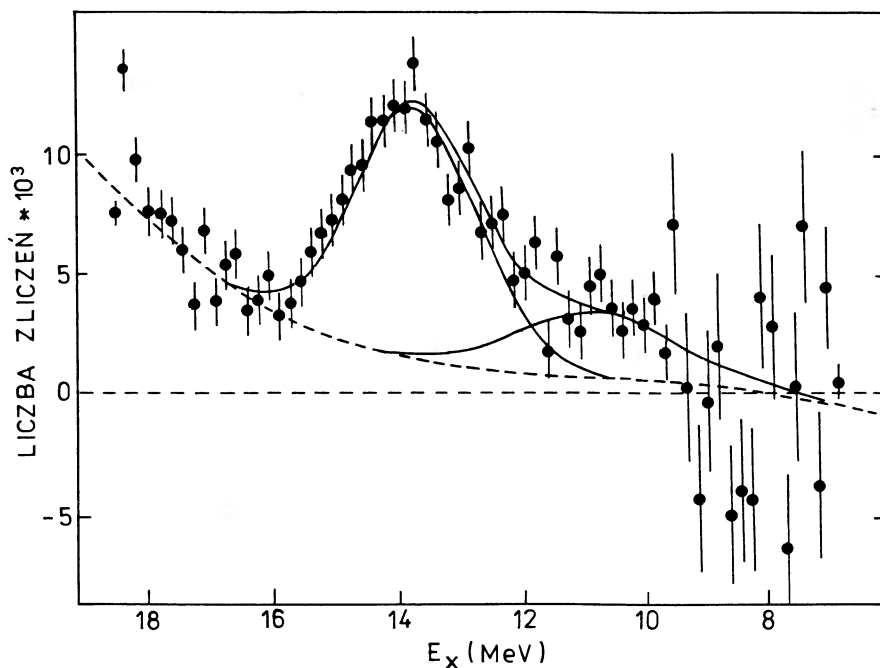
Opisaną metodę zastosował M. Sharma [54]. Zmierzył on energie gigantycznych rezonansów monopolowych dla kilku izotopów cyny i samaru. W wyniku analizy, do której dołączył także istniejące dane dla ołowiu i magnezu, uzyskał wartość ściśliwości materii jądrowej $K_\infty = 300 \pm 25$ MeV. Należy zaznaczyć, że dokładna analiza przeprowadzona na bazie większości dostępnych danych do-



Rys. 19. Różniczkowy przekrój czynny liczony formalizmem DWBA dla rozpraszania cząstek α na ołowiu [56]

świadczalnych przez Shlomo i Youngblooda [57] wskazuje, że obecna znajomość ściślności materii jądrowej ogranicza jej wartość do przedziału 200 do 350 MeV.

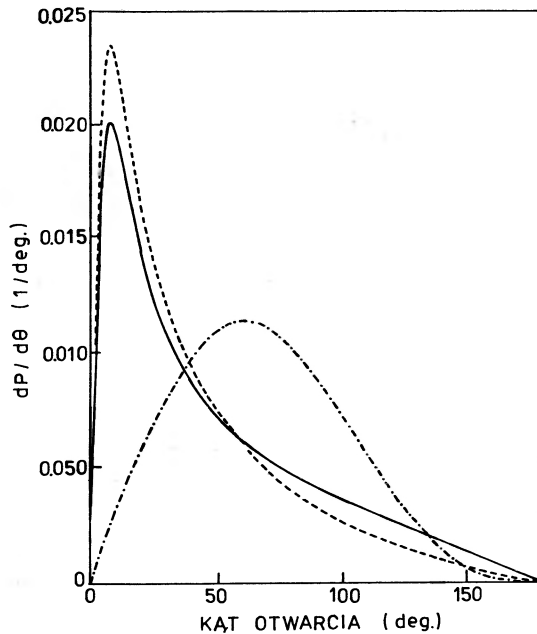
Niesłychanie istotne jest wynalezienie metody pozwalającej mierzyć ściślność gorącej materii, tzn. badać GMR zbudowane na stanach wzbudzonych. Próbę taką podjęły niezależnie od siebie, zespół P. Paula ze Stony Brook (SUNY) [58,59] oraz zespół z KVI w ścisłej współpracy z Instytutem Fizyki UJ przy udziale Z. Sujkowskiego z IPJ w Świerku [60-64]. U podstaw proponowanej metody leży fakt, że GMR nie może się rozpaść przez emisję kwantów γ i dominującym kanałem rozpadu jest wewnętrzna konwersja par. Energia przejścia monopolowego jest równa sumie energii kinetycznej elektronu i pozytonu, powiększonej o podwójną masę elektronu. Energia GMR nie różni się zasadniczo od energii GDR, które także, choć w niewielkim stopniu rozpadają się przez emisję par. Idea wyznaczenia energii GMR, polegająca na pomiarze sumy energii $e^+ + e^-$ byłaby prosta gdyby nie fakt, że prawdopodobieństwo rozpadu GMR jest bardzo małe. Jak wynika z obliczeń, przyczynek par pochodzących od rozpadu GDR, będący niepożądanym tłem, jest o co najmniej dwa rzędy wielkości większy od przyczynku pochodzącego



Rys. 20. Widmo nieelastycznie rozproszonych cząstek α odpowiadające wzbudzeniom monopolowym otrzymane metodą różnicową. Widoczny jest także niewielki przyczynek pochodzący od gigantycznego rezonansu kwadrupolowego [56]

od GMR. Obliczenia programem CASCADE z dodatkowo włączonym GMR [58] potwierdzają ten fakt, wskazując jednocześnie na możliwość poprawienia sytuacji przez pomiar kąta zawartego pomiędzy kierunkami emitowanych leptonów. Rysunek 21 przedstawiający prawdopodobieństwo rozpadu jako funkcję kąta otwarcia (kąt pomiędzy kierunkami emitowanych leptonów) przekonuje nas, że w zakresie kątów 50° – 100° przyczynek monopolowy jest dominujący, co poprawia stosunek efekt/tło dwukrotnie.

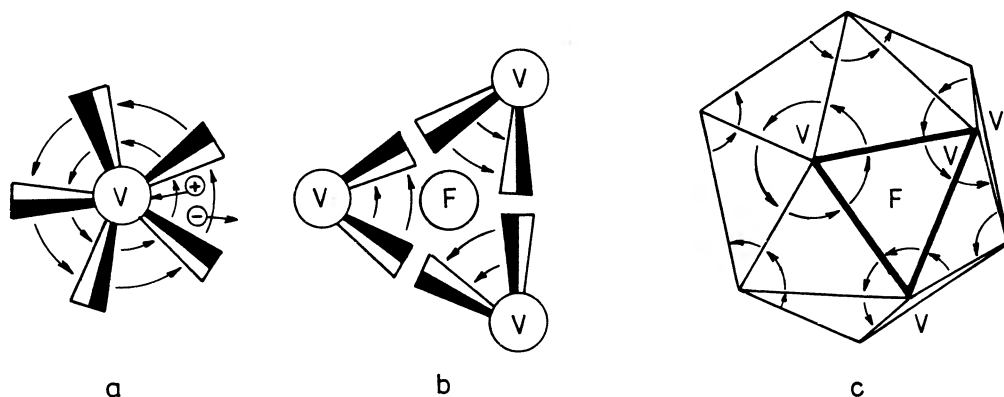
Wspomniane trudności narzucają wymagania na aparaturę, która powinna charakteryzować się dużą wydajnością (geometria 4π) oraz powinna pozwolić na pomiary rozkładów kątowych. Idea budowy [60] filtra magnetycznego składającego się z dwóch rodzajów segmentów typu spektrometrów minipomarańczy została zrealizowana [62]. Do konstrukcji spektrometrów użyto magnesów stałych najnowszej generacji wykonanych z $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$. Rysunek 22 przedstawia pomysł połączenia 12 spektrometrów 5-ramiennych z dwudziestoma spektrometrami 3-ramiennymi. Cała konstrukcja tworzy dwudziestościan foremny zwany kulą magnetyczną. Na osi każdego wierzchołka dwudziestościanu znajduje się de-



Rys. 21. Prawdopodobieństwo rozpadu przez emisję par jako funkcja kąta otwarcia. Linia kropkowo-przerywana odpowiada przejściom monopolowym, ciągła – dipolowym, a przerywana – kwadrupolowym

tektor pozytonów, zaś na osi każdej z dwudziestu ścian umieszczony jest detektor elektronów. Spektrometr zwany PEPSI (Positron Electron Pair Spectrometry Instrument) został zbudowany w IF UJ w Krakowie w ścisłej współpracy UJ–KVI. Pomiar testowy przeprowadzony w KVI Groningen, polegający na pomiarze widma par emitowanych w procesie IPC (internal pair creation) z równoczesnym pomiarem towarzyszącego promieniowania γ wykazały, że spektrometr PEPSI ma dużą bezwzględną wydajność, rozróżnia elektrony od pozytonów, działa w reżimie subnanosekundowym i zdolny jest do znacznego ograniczenia tła. Zasadniczy test wykonany z pomocą reakcji nieelastycznego rozpraszania protonów o energii 20 MeV na węglu, przyniósł jako wynik bezwzględny pomiar współczynnika wewnętrznej konwersji par dla linii 15.1 MeV (typu M1); współczynnik ten wynosi $\beta = (3.3 \pm 0.5) \times 10^{-3}$ i zgadza się z teoretyczną wartością 3.0×10^{-3} .

Pomimo wielu zalet jakie posiada PEPSI, nadal spodziewany efekt byłby dużo mniejszy od tła. Celem wzmocnienia efektu wybrano do badań niezwykle korzystny przypadek rozpadu gigantycznych rezonansów w ^{28}Si . W jądrze tym utworzonym w reakcji $^3\text{He} + ^{25}\text{Mg} \rightarrow ^{28}\text{Si}$, wzbudzone są stany zarówno z izospinem $T = 0$ jak i $T = 1$. W reakcji $^4\text{He} + ^{24}\text{Mg} \rightarrow ^{28}\text{Si}$ wzbudzone są prze-



Rys. 22. Dwa typy spektrometrów minipomarańczy: 5-ramienne (a) i 3-ramienne (b) mogą utworzyć przestrzenną konstrukcję przypominającą dwudziestokąt foremny

ważnie stany z $T = 0$. W tym przypadku ze względu na wzbronienie izospinowe spodziewamy się osłabienia GDR ok. 20–30 razy [65]. Uwzględniając czynnik 2 odpowiadający rozkładowi kątowemu możemy się spodziewać efektu porównywalnego z tłem. Pomiar wykonany w instytucie KVI w Groningen [61,63,64] dały zaskakujący wynik polegający na znacznie większym udziale par w rozpadzie niż oczekiwano. W eksperymencie jednocześnie mierzono promieniowanie γ , które po uwzględnieniu wszystkich czynników zostało przeliczone na widmo par. Różnica pomiędzy zmierzonym widmem par i obliczonym (odpowiadającym promieniowaniu γ) jest znacznie większa niż wskazują obliczenia wykonane specjalnie dostosowanym programem CASCADE. Istotny w tych pomiarach jest fakt, że nadwyżka par jest obserwowana dokładnie w obszarze GMR. Dokładne wyjaśnienie tej zagadki wymaga analizy kolejnych eksperymentów wykonanych za pomocą PEPSI w Orsay pod Paryżem oraz w Stony Brook k. Nowego Jorku.

Ilościowe zrozumienie widma par pozwoli na badanie rozpadów GMR zbudowanych na stanach wzbudzonych, a tym samym na badanie ściśliwości materii jądrowej jako funkcji temperatury.

7. Podsumowanie i perspektywy

W tym artykule omówiono tylko niektóre zagadnienia i to w sposób bardzo skrótowy. Nie wspomniano o wielu innych fascynujących zagadnieniach związanych z gigantycznymi rezonansami, jak np. problem zaniku kolektywnych oscylacji w jądrach przy energiach wzbudzenia większych od 300 MeV; badanie czasu

dochodzenia jądra złożonego do równowagi termicznej oraz efektów przedrównowagowych; badanie zależności skal czasowych rozpadu GDR i fluktuacji kształtu; badanie rezonansów gigantycznych o wyższej multipolowości jak np. gigantyczny rezonans kwadrupolowy; czy wreszcie badanie metodami opisanymi w tym artykule gigantycznych rezonansów w zlepkach (klastrach) atomowych składających się z tysięcy atomów. Warto też powiedzieć, że eksperymenty dotyczące gigantycznych rezonansów wykonywane są również w Polsce, jak np. niedawno przeprowadzone pomiary rozpadu GDR w jądrach z obszaru mas $A \approx 55$ przy użyciu wiązki cząstek α z cyklotronu U-120 w Instytucie Fizyki Jądrowej w Krakowie [66]. Obecnie przygotowwany jest we współpracy fizyków z Warszawy i Krakowa nowoczesny, wielolicznikowy układ pomiarowy do badania gigantycznych rezonansów na wiązce ciężkich jonów warszawskiego cyklotronu U-200P.

Niniejszy artykuł nie mógłby być napisany gdyby nie owocna współpraca autorów z wieloma fizykami z kraju i z zagranicy, jak np.: J. Bacelar (Groningen), A. Bracco (Mediolan), F. Camera (Mediolan), B. Fornal (Kraków), J.J. Gaardhøje (Kopenhaga), M.N. Harakeh (Groningen), W. Hesselink (Amsterdam), M. Kicińska-Habior (Warszawa), A. Krasznohorkay (Debrecen), P. Paul (Stony Brook), K. Snover (Seattle), Z. Sujkowski (Warszawa) i A. van der Woude (Groningen). Dlatego też chcielibyśmy zarówno im jak i innym, tutaj nie wymienionym, złożyć serdeczne podziękowanie.

Autorzy artykułu dziękują swym kolegom: Janowi Styczniewowi i Władysławowi Walusiowi z Krakowa oraz Zbigniewowi Żelaznemu z Warszawy za wiele cennych uwag podczas redakcji tej pracy.

Praca ta była częściowo finansowana z grantów KBN nr 204519101/p.01 i 201749101.

Literatura

- [1] G.C. Baldwin, G.S. Klaiber, *Phys. Rev.* **71**, 3 (1947).
- [2] R.P. Pitthan, Th. Walther, *Phys. Lett.* **36B**, 563 (1971).
- [3] M.B. Lewis, F.E. Bertrand, *Nucl. Phys.* **A196**, 337 (1972).
- [4] M.N. Harakeh i inni, *Phys. Rev. Lett.* **38**, 676 (1977) i *Nucl. Phys.* **A327**, 373 (1979).
- [5] M. Goldhaber, E. Teller, *Phys. Rev.* **74**, 1046 (1948).
- [6] H. Steinwedel, J.H.D. Jensen, *Z. Naturf.* **5a**, 413 (1950).
- [7] B.L. Berman, S.C. Fultz, *Rev. Mod. Phys.* **47**, 713 (1975).
- [8] W.D. Myers, W.J. Świątecki, T. Kodama, L.J. El-Jaick, E.R. Hilf, *Phys. Rev.* **C15**, 2032 (1977).
- [9] A.M. Bernstein, *Advances in Nuclear Physics*, red. M. Baranger, E. Vogt, t. 3 (Plenum, New York 1969).
- [10] J.S. Levinger, *Nuclear Photo-Disintegration* (Oxford University Press, London 1960).

- [11] S.S. Dietrich, B.L. Berman, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **38**, 199 (1988).
- [12] D.M. Brink, Phil. Thesis, Oxford Univ. (1955), nieopublikowane.
- [13] J.O. Newton, B. Herskind, R.M. Diamond, E.L. Dines, J.E. Draper, K.H. Linderberger, C. Schuck, S. Shih, F.S. Stephens, *Phys. Lett.* **46**, 1383 (1981).
- [14] W. Hauser, H. Feshbach, *Phys. Rev* **87**, 366 (1952).
- [15] F. Pühlhofer, *Nucl. Phys.* **A280**, 267 (1977).
- [16] M. Kicińska-Habior, K.A. Snover, G.A. Gosset, J.A. Behr, G. Feldman, H.K. Glatzel, J.H. Gundlach, *Phys. Rev.* **C36**, 612 (1987).
- [17] M. Kicińska-Habior, K.A. Snover, J.A. Behr, G. Feldman, G.A. Gosset, J.H. Gundlach, *Phys. Rev.* **C41**, 2075 (1990).
- [18] M. Kicińska-Habior, K.A. Snover, J.A. Behr, G.A. Gosset, J.H. Gundlach, G. Feldman, *Phys. Rev.* **C45**, 569 (1992).
- [19] A. Stolk, W.H.A. Hesselink, H. Rijneveld, A. Bałanda, J. Penninga, H. Verheul, *Phys. Lett.* **200B**, 13 (1988).
- [20] A. Stolk, A. Bałanda, M.N. Harakeh, W.H.A. Hesselink, J. Penninga, H. Rijnefeld, *Nucl. Phys.* **A205**, 241 (1989).
- [21] W. Dilg, W. Schantl, H. Vonach, M. Uhl, *Nucl. Phys.* **A217**, 269 (1973).
- [22] A. Bohr, B.R. Mottelson, *Struktura jądra atomowego*, t. 2 (PWN, Warszawa 1984).
- [23] S. Cohen, F. Plasil, W.J. Świątecki, *Ann. Phys. N.Y.* **82**, 557 (1974).
- [24] Y. Alhassid, S. Levit, J. Zingman, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 539 (1986).
- [25] K.A. Snover, *Nucl. Phys.* **A482**, 13c (1988).
- [26] J.J. Gaardhøje, O. Andersen, R.M. Diamond, C. Ellegaard, L. Grodzins, B. Herskind, Z. Sujkowski, P.M. Walker, *Phys. Lett.* **B139**, 273 (1984).
- [27] A. Maj, J.J. Gaardhøje, B. Herskind, G. Sletten, J. Nyberg, A. Bracco, B. Million, M. Pignanelli, *Phys. Lett.* **B291**, 385 (1992).
- [28] A. Maj, J.J. Gaardhøje, A. Atac, S. Mitarai, J. Nyberg, A. Virtanen, A. Bracco, F. Camera, B. Million, M. Pignanelli, *Nucl. Phys.* **A570**, (1994), w druku.
- [29] F. Camera, A. Bracco, B. Million, M. Pignanelli, J.J. Gaardhøje, A. Maj, A. Atac, *Phys. Lett.* **B293**, 18 (1992).
- [30] J.O. Newton, D.J. Hinde, R.J. Charity, J.R. Leigh, J.J. Bokhorst, A. Chatterje, G.S. Foote, S. Ogaza, *Nucl. Phys.* **A483**, 123 (1988).
- [31] D.J. Hinde, D. Hilscher, H. Rossner, *Nucl. Phys.* **A502**, 497c (1989).
- [32] M. Thoenessen, D.R. Chakrabarty, M.G. Herman, R. Butsch, P. Paul, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2860 (1987).
- [33] R. Butsch, D.J. Hofman, C.P. Montoya, P. Paul, M. Thoenessen, *Phys. Rev.* **C44**, 15151 (1992).
- [34] J.J. Gaardhøje, A. Maj, *Nucl. Phys.* **A520**, 575c (1990).
- [35] T.S. Tveter, J.J. Gaardhøje, T. Ramsøy, W. Królas, A. Maj, J. Bacelar, H.v.d. Ploeg, A. Bracco, F. Camera, B. Herskind, W. Korten, H. Nifenecker, J.A. Pinston, G. Sletten, w przygotowaniu.
- [36] H.v.d. Ploeg, R. Postma, J. Bacelar, T.v.d. Berg, V. Iacob, J. Jongman, A.v.d. Woude, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 3145 (1992) oraz errata: **69**, 1148e (1992).
- [37] R. Hofstadter, *Nuclear and Nucleon Structure* (Benjamin, New York 1963).
- [38] W.F. Hornyak, *Nuclear Structure* (Academic Press, New York 1975).
- [39] L. Ray, *Phys. Rev.* **C41**, 2816 (1990).

- [40] I. Angeli, M. Beiner, R.J. Lombard, D. Mas, *J. Phys.* **G6**, 303 (1980).
- [41] J. Dechargé, D. Goony, *Phys. Rev.* **C21**, 1586 (1980).
- [42] J.W. Negele, D. Vautherin, *Phys. Rev.* **C5**, 1472 (1972).
- [43] A. Krasznahorkay, J. Bacelar, J.A. Bordewijk, S. Brandenburg, A. Buda, G. van't Hof, M.A. Hofstee, S. Kato, T.D. Poelheken, S.Y. van der Werf, A. van der Woude, M.N. Harakeh i N. Kalantar-Nayestanaki, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 1287 (1991).
- [44] A. Krasznahorkay, A. Bałanda, J.A. Bordewijk, S. Brandenburg, M.N. Harakeh, N. Kalantar-Nayestanaki, B.M. Nyakó, J. Timár, A. van der Woude, *Nucl. Phys.* **A567**, 521 (1994).
- [45] A.G. Drentje, H.A. Enge, S.B. Kowalski, *Nucl. Instr. Meth.* **122**, 485 (1974).
- [46] H. Hofmann, praca doktorska, Uniwersytet w Groningen (1991), nieopublikowane.
- [47] G.R. Satchler, *Nucl. Phys.* **A472**, 215 (1987).
- [48] J. Bartel, M.B. Johnson, *Ann. Phys.* **195**, 89 (1989).
- [49] J.M. Knudson, J.D. Bowman, S.I. Penttilä, J.R. Comfort, B.G. Ritchie, J. Goergen, D. Mathis, J. Tinsley, S.S. Hanna, B. King, D. Počanič, R.A. Loveman, L.S. Fritz, N.S. Dixon, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 1026 (1991).
- [50] A. Krasznahorkay, J. Bacelar, A. Bałanda, A. Buda, *Nucl. Instr. Meth.* **A316**, 306 (1992).
- [51] J. Aichelin, *Phys. Reports* **202**, 234 (1991).
- [52] E. Baron, J. Cooperstein, S. Kahana, *Nucl. Phys.* **A440**, 744 (1985).
- [53] J.P. Blaizot, *Phys. Reports* **64**, 171 (1980).
- [54] M.M. Sharma, W.T.A. Borghols, S. Brandenburg, S. Crona, A. van der Woude, M.N. Harakeh, *Phys. Rev.* **38**, 2562 (1988).
- [55] J. Treiner, H. Krivine, O. Bohigas, J. Martorell, *Nucl. Phys.* **A371**, 253 (1981).
- [56] S. Brandenburg, praca doktorska, KVI (1985).
- [57] S. Shlomo, D.H. Youngblood, będzie opublikowane.
- [58] C.P. Montoya, S. Schadmand, I. Diószegi, D.J. Hofman, P.H. Zhang, P. Paul, *Z. Phys.* **A340**, 371 (1991).
- [59] C.P. Montoya, S. Schadmand, R. Varma, P.H. Zhang, R. Butsch, I. Diószegi, D.J. Hofman, P. Paul, *Nucl. Instr. Meth.*, w druku.
- [60] A. Bałanda, J.C. Bacelar, A. Buda, F.B. Wiekens, A. van der Woude, KVI Annual Report 1989, s. 146.
- [61] A. Buda, J.C. Bacelar, A. Bałanda, V.E. Iacob, J.R. Jongman, A. Krasznahorkay, H. van der Ploeg, Z. Sujkowski i A. van der Woude, *The Building Blocks of Nuclear Structure* (World Scientific Pub., 1992).
- [62] A. Buda, J.C.S. Bacelar, A. Bałanda, J. van Klinken, Z. Sujkowski, A. van der Woude, *Nucl. Instr. Meth.* **A335**, 479 (1993).
- [63] A. Buda, J.C. Bacelar, A. Bałanda, H. van der Ploeg, Z. Sujkowski, A. van der Woude, *Nucl. Phys.* **A553**, 509c (1993).
- [64] J.C. Bacelar, A. Buda, A. Bałanda, A. Krasznahorkay, H. van der Ploeg, Z. Sujkowski, A. van der Woude, *Nucl. Phys.*, w druku.
- [65] M.N. Harekeh, D.H. Dowell, G. Feldman, E.F. Garman, R. Loveman, J.L. Osborne, K. Snover, *Phys. Lett.* **176B**, 279 (1986).
- [66] W. Królas, A. Maj, P. Bednarczyk, B. Fornal, W. Męczyński, J. Styczeń, M. Ziębliński, *Z. Phys.* **A344**, 145 (1992).
- [67] P. Carlos, H. Beil, R. Bergere, A. Leprete, A. Veyssiere, *Nucl. Phys.* **A172**, 431 (1971).

RÓŻNE

Józef Werle

*Instytut Fizyki Teoretycznej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa*

Fizycy wszystkich krajów, łączcie się

Physicists of all countries, unite

Abstract: The article presents the structure and activities of IUPAP in the past and several new problems arising from the recent deep changes in science and technology, as well as in global politics, new means of scientific communications etc.

W 1992 r. minęło 70 lat od utworzenia Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej, czyli – zgodnie ze skrótem angielskiej wersji nazwy – IUPAP-u. Z tej okazji władze IUPAP-u wydały interesującą broszurę opisującą historię Unii w latach 1922–92. Wśród 13 krajów założycieli IUPAP-u znajdowała się też Polska. Było to z pewnością zasługą Stefana Pieńkowskiego i Władysława Natansona. Ten drugi został już na drugim Zgromadzeniu Ogólnym (ZO) IUPAP-u w 1925 r. wybrany jej wiceprezesem. W późniejszych latach wiceprezesami Unii byli następujący fizycy polscy: Czesław Białobrzeski, Marian Danysz, Leonard Sosnowski, Jan Weysenhoff i, od 1990 r., niżej podpisany. L. Sosnowski był w latach 1978–81 prezesem IUPAP-u. Pierwszym prezesem (1922–31) był W.H. Bragg, drugim (1931–34) R. Millikan, a trzecim (1934–47) K.M. Siegbahn. Pierwszy długoletni sekretarz generalny IUPAP-u (1922–43) H. Abraham zmarł w niemieckim obozie koncentracyjnym w 1943 r. Aktualnym prezesem Unii jest fizyk japoński Y. Yamaguchi. Mimo aktywnej działalności w Unii wielu wybitnych fi-

zyków, liczba należących do niej krajów wzrastała raczej wolno. W 1925 r. do IUPAP-u należało 18 krajów i liczba ta pozostała nie zmieniona praktycznie do 1947 r. Okres burzliwych przemian politycznych i ideologicznych prowadzących do totalitarnych ustrojów nie bardzo sprzyjał międzynarodowej współpracy naukowej. Poza tym, II Wojna Światowa i zaangażowanie wielu fizyków w tajne prace wojskowe właściwie zupełnie zahamowały działalność IUPAP-u. Została ona wznowiona dopiero w 1947 r. Jako ilustrację tej sytuacji warto podać, że Niemcy przystąpiły do IUPAP-u dopiero w 1954 r., Związek Radziecki w 1957 r., a Chiny Ludowe w 1984 r. (po 27 latach pertraktacji w sprawie stanowiska wobec Tajwanu). W 1990 r. wszystkie kraje Europy (poza Albanią) i Północnej Ameryki były członkami Unii. Natomiast wiele – szczególnie mniejszych – krajów Afryki, Ameryki Południowej i Azji nie przystąpiło do IUPAP-u, bądź z powodu słabości rodzimej fizyki, bądź z powodu braku zrozumienia celów i możliwości Unii. Dużych zmian w składzie Unii można się wkrótce spodziewać w związku z rozpadem ZSRR i Jugosławii i powstawaniem nowych państw.

Podstawowe założenia i cele IUPAP-u zapisane w jej statucie polegają na popieraniu swobodnego rozwoju badań fizycznych, a w szczególności na dążeniu do zniesienia wszelkich rasowych, politycznych i ideologicznych podziałów i barier, które utrudniają międzynarodową współpracę fizyków. I tak Unia walczyła zawsze o swobodny przepływ uczonych i informacji naukowej. Jeśli chodzi o ograniczenia swobody badań i kontaktów naukowych, to przez wiele lat niechlubne przewodnictwo miały kraje o rządach totalitarnych, a więc komunistycznych, nazistowskich, militarnych itd. Ograniczenia te polegały na odmowach wydania wiz wjazdowych uczonym z pewnych krajów oraz na niewypuszczaniu za granicę własnych obywateli, tudzież na zbytecznym utajnianiu wielu badań, potępianiu lub nawet odrzucaniu pewnych kierunków badawczych – czyli na politycznej lub ideologicznej ingerencji w sprawę nauki. Unia miała ograniczone możliwości wpływania na zmianę polityki poszczególnych państw i dbała przede wszystkim by wspomniane wykroczenia nie zdarzały się na naukowych konferencjach i innych imprezach sponsorowanych przez Unię. Organizatorzy takich imprez musieli więc zapewnić Unię, że władze ich kraju nie będą stosowały ograniczeń politycznych. W razie złamania takiego zobowiązania przez jakiś kraj, groziła mu odmowa poparcia Unii dla organizacji następnych konferencji no i oczywiście niezbyt przyjemne nagłośnienie incydentów na arenie międzynarodowej. Oczywiście IUPAP stosowała się w tych sprawach do ogólnych zasad określających prawa człowieka a ustanowionych przez ONZ, UNESCO, ICSU itp. Autorytet IUPAP-u wsparty przez te międzynarodowe instytucje pomagał często organizatorom konferencji wymusić na odnośnych rządach poszanowanie tych praw. Należy z satysfakcją stwierdzić, że w ostatnich dziesięciu latach liczba wykroczeń tego typu gwałtownie malała i

Unia miała coraz mniej do zrobienia w tym zakresie.

Najwyższą władzą IUPAP-u są Zgromadzenia Ogólne, które od 1948 r. odbywają się regularnie co trzy lata. Tylko ZO może podejmować decyzje dotyczące zmian statutu, wysokości składek, tworzenia nowych komisji naukowych, przyjmowania nowych członków i skreślenia członków nie spełniających statutowych obowiązków, przyjmowania sprawozdań komisji i władz, wyboru władz na następną kadencję itp. W okresach między ZO władzę sprawuje Rada Wykonawcza IUPAP-u (RW) składająca się z aktualnego i poprzedniego prezesa, prezesa elekta, wiceprezesów, sekretarza generalnego i zastępcy sekretarza. Rada Wykonawcza wykonuje decyzje i polecenia ZO, rozdziela pieniądze dla organizatorów wspieranych przez IUPAP konferencji, ustala cały budżet oraz przygotowuje propozycje decyzji dla następnego ZO. Inną formą działalności RW jest powoływanie komisji *ad hoc* do wykonania jakichś zadań specjalnych. Na przykład przez ostatnie kilka lat działała grupa studyjna mająca zbadać spory priorytetowe między uczonymi badającymi bardzo ciężkie pierwiastki (Trans-Fermium Elements).¹ Zadaniem tej grupy było m.in. ustanowienie jasnych kryteriów: kiedy można mówić o rzeczywistym odkryciu lub zbadaniu nowego jądra, kiedy tylko o „przypuszczeniu”, lub zbyt pospiesznym „zaklepaniu odkrycia” dokonanego faktycznie później – nieraz przez innych badaczy. Mimo wielu konsultacji grupy z zainteresowanymi stronami, po publikacji jej raportu spotkał się on z protestem niektórych badaczy, którzy poczuli się nagle niedocenieni.

Podstawową rolę w zakresie merytorycznej działalności IUPAP-u grają jednak jej komisje, których jest aktualnie 19. Można je podzielić na „ogólne” i „kierunkowe”. Do „ogólnych” zaliczam komisje: Finansów, Nauczania Fizyki, SUNAMCO (Symboli, Jednostek, Nazewnictwa i Stałych Fundamentalnych) oraz Fizyki dla Rozwoju. Pierwsza ma charakter czysto wewnętrzny i praktycznie mało obchodzi międzynarodową społeczność naukową. Druga zajmuje się badaniem i krzewieniem skutecznych metod nauczania fizyki na wszystkich poziomach. Jej dziełem jest nie tylko zorganizowanie licznych międzynarodowych konferencji, lecz także wydawanie biuletynów i publikacji książkowych z tej dziedziny. Komisja ta ściśle współdziała z UNESCO i korzysta z finansowego i technicznego wsparcia tej potężnej organizacji. Szczególnie ważna dla merytorycznej integracji nie tylko fizyki, lecz także innych związanych z fizyką nauk przyrodniczych i techniki, jest działalność SUNAMCO. Komisja ta co kilka lat publikuje uaktualnioną wersję książeczki *Symbols, Units, Nomenclature and Fundamental Constants*, w której proponuje spójne i zgodne z wyważonymi, najnowszymi danymi, jednolite symbole i nazwy, definicje fizycznych wielkości i jednostek oraz wartości liczbowe

¹ Patrz artykuł A. Hryniewiczza i A. Sobiczewskiego „Odkrycia najcięższych pierwiastków”, *PF* 45, 111 (1994) – przyp. Red.

stałych przyrody. Powstała w 1981 r. komisja „Fizyka dla Rozwoju” przez kilka lat nie mogła ustalić o jaki rozwój ma zabiegać. W grę wchodził np.: wpływ fizyki na rozwój techniki i przemysłu we wszystkich krajach świata lub pomoc międzynarodowej społeczności fizyków dla krajów rozwijających się czyli biednych. O ile wiem, zwyciężyła raczej ta druga interpretacja. Niestety skromność budżetu powoduje, że poza organizacją odpowiednich konferencji w krajach tzw. Trzeciego Świata pomoc IUPAP-u dla tych krajów jest nieadekwatna do potrzeb.

„Kierunkowe” komisje Unii zajmują się poszczególnymi działami fizyki (np. fizyką jądrową, ciała stałego, półprzewodników itd.) lub obszarami stycznymi fizyki z innymi naukami (np. astrofizyką, fizyką matematyczną, fizyką biologiczną itd.). Te obszary „pogranicza” weszły w orbitę zainteresowań IUPAP-u dopiero po 1980 r. i można się spodziewać kontynuacji tego trendu np. na nauki o Ziemi, informatykę itd. Zdumiewa mnie fakt, że IUPAP nie obejmuje wielu ważnych działów fizyki. Dotyczy to np. całej mechaniki, grawitacji, elektrodynamiki, elektroniki, prawie całej optyki itd., które zostały wchłonięte przez inne unie lub innego rodzaju niezależne organizacje międzynarodowe. Tylko dwie z tych organizacji są formalnie (tzn. bardzo słabo) stowarzyszone z IUPAP-em. Na ZO w 1947 r. wyrażono ubolewanie z powodu takiego rozwoju organizacji światowej nauki, ale IUPAP nie potrafiła temu zapobiec. Niezależność organizacyjna, a przede wszystkim finansowa, jest tak kusząca (nie tylko ambicjonalnie), że trudno sobie wyobrazić naprawę popełnionych wiele lat temu błędów zaniechania, obojętności, małostkowości i ... głupoty. Niestety, IUPAP nie ma materialnych środków, które wydają mi się konieczne do przeprowadzenia organizacyjnej integracji nauk fizycznych, zgodnej z już istniejącą i stale pogłębiającą się integracją w zakresie języka, metodologii badań i hierarchicznej struktury teorii fizycznych. W każdym razie coraz więcej uczonych zdaje sobie sprawę z braku merytorycznego uzasadnienia i przypadkowości obecnych podziałów na unie, tychże na komisje itd.

Stosunkowo bardzo niedawno, bo dopiero w 1987 r., IUPAP uznał samokrytycznie, że wbrew swej nazwie zupełnie nie zajmował się dotychczas praktycznymi zastosowaniami, ograniczając się do patronowania badaniom czysto poznawczym. Na ZO w tym właśnie roku postanowiono więc utworzyć funkcje wiceprzewodniczących komisji naukowych, którymi muszą być uczeni pracujący w przemyśle, bądź w technicznym instytucie badawczo-rozwojowym. Niestety, nie spowodowało to dotychczas żadnego przełomu i jeszcze w 1993 r. niektóre komisje, które w zasadzie powinny być bardzo bliskie technice, miały trudności z wysunięciem kandydatów spełniających podane warunki. Jako drugą formę zbliżania badań poznawczych do stosowanych, IUPAP uznał organizowanie w ramach ZO sesji poświęconych związkom fizyki z techniką. I tak w 1987 r. część naukowa ZO w Waszyngtonie nosiła nazwę „Physics in a Technological World” i zawierała

18 bardzo ciekawych referatów wygłoszonych przez wybitnych uczonych. Materiały tych sesji zostały w następnym roku wydane w postaci pięknej, prawie 400-stronicowej książki. Podobny charakter miały sesje naukowe w czasie ostatniego ZO w Narze, które nosiły tytuł „Physics and Industry”. Tym razem wygłoszono 7 dość ciekawych referatów, choć niektóre ich tezy uznałbym za raczej kontrowersyjne. Materiały tych sesji mają być również wydane w formie książkowej. Wysiłki IUPAP-u zmierzające do zbliżenia fizyki z techniką zasługują na duże uznanie, ale ze względu na wiele uprzedzeń i negatywne zaszczości historyczne nie można tu oczekiwać szybkich sukcesów. Jeśli w ogóle do jakichś głębszych zbliżeń dojdzie, to będzie to proces powolny i wymagający dobrej woli i zrozumienia korzyści przez obie strony.

Już w 1931 r. została utworzona jeszcze jedna komisja ogólna: Komisja Publikacji. Jednakże komisja ta nie umiała wypracować jakiejś formy skutecznej działalności i w 1987 r. została zlikwidowana. Na ZO w 1993 r. delegacja holenderska zwróciła uwagę na szybko zmieniającą się od ok. 10 lat sytuację w dziedzinie przekazywania informacji naukowej. Obok dotychczasowych środków w rodzaju publikacji rezultatów badań w czasopismach naukowych i materiałach konferencji, w monografiach i podręcznikach, rozsyłania preprintów itd., rozwijają się nowe – pod wieloma względami znacznie doskonalsze – metody zapisu, kumulacji, przesyłania i docierania do potrzebnej informacji. Metody te oparte są na upowszechnieniu coraz sprawniejszych i tańszych komputerów, komunikacji satelitarnej, wykorzystaniu możliwości łatwego zapisu i przesyłania z ogromną prędkością ogromnej ilości informacji. Już istniejące światowe sieci, jak bitnet, internet itp., oraz potężne banki informacji zbierające i porządkujące wszystkie zgłoszone prace, zapoczątkowały bezprecedensową rewolucję informatyczną nauki, i nie tylko nauki. Według wielu entuzjastów tej rewolucji, doprowadzi ona rychło do drastycznego spadku znaczenia czasopism i książek naukowych, których wadami są m.in.: powolność publikacji i ich transportu, trudności ze znalezieniem pożądaney informacji, wysoka cena, zajmowanie dużej przestrzeni, ograniczenia przedstawień graficznych i kolorystyki, zużywanie dużej ilości coraz droższego papieru itd. Z kolei obrońcy dawnych metod, a w szczególności wydawcy, księgarze i wielu uczonych zwracają uwagę na zalety dawnego systemu, który dzięki recenzowaniu nadsyłanych prac przez redakcje lub niezależnych recenzentów dokonywał selekcji i ograniczał możliwości publikacji jawnych nonsensów lub śmieci i tym samym przeciwdziałał powstaniu chaosu informacyjnego. Nie bez znaczenia jest też bardziej osobisty, bezpośredni, a nawet uczuciowy charakter stosunku człowieka do książki i drukowanej publikacji. Ostatnie ZO uznało przełomowy, a jednocześnie konfliktowy charakter rewolucji informatycznej w fizyce i zleciło RW rozważenie celowości utworzenia nowej komisji, która szukałaby optymalnych dla

rozwoju światowej fizyki rozwiązań narastających w tej dziedzinie problemów.

Członkami krajowych towarzystw fizycznych są indywidualne osoby. Członkami regionalnych towarzystw fizycznych są indywidualne osoby i towarzystwa krajowe. Natomiast członkami IUPAP-u mogą być tylko kraje, reprezentowane zwykle przez narodowe akademie nauk. Taki status IUPAP-u ma pewne walory polityczne, ale jego wadą jest słaby związek Unii z indywidualnymi fizykami. Szerokie oparcie towarzystw fizycznych na licznych członkach indywidualnych ułatwia nie tylko zdobycie większych środków ze składek, lecz także przyciągnięcie możliwych sponsorów w postaci bogatych koncernów przemysłowych, dużych wydawnictw itp. Umożliwia to prowadzenie znacznie szerszej działalności. Bardzo pouczającym przykładem jest Amerykańskie Towarzystwo Fizyczne (APS) i jego związek z mającym potężnych sponsorów Amerykańskim Instytutem Fizyki (AIP). Próby IUPAP-u zdobycia bogatych sponsorów bez zmiany dotychczasowej struktury niestety nie udały się. Z drugiej strony, coraz więcej fizyków zdaje sobie sprawę z potrzeby globalnej integracji naszej społeczności. Istniejące już od dawna oraz nowe, dopiero powstające, regionalne towarzystwa fizyczne są niewątpliwie koniecznym etapem pośrednim na drodze do integracji globalnej. W 1993 r. w ZO IUPAP-u uczestniczyli po raz pierwszy przedstawiciele największych towarzystw regionalnych, którzy zgodnie uznali potrzebę takiej integracji. W zasadzie IUPAP jako organizacja globalna jest takim integratorem, ale – niestety – jeszcze zbyt mało skutecznym. Nie wydaje mi się, by Unia mogła spełnić oczekiwania w tym zakresie bez głębokiej zmiany dotychczasowej struktury i form działania. Hasło „Fizycy wszystkich krajów, łączcie się” jest akceptowane, ale jego realizacja wymaga jeszcze głębokich przemyśleń i energicznych działań.

Granty KBN z fizyki – IV i V konkurs

Grants in physics of the State Research Committee

Poniżej przedstawiamy listę projektów badawczych (grantów) finansowanych przez Komitet Badań Naukowych począwszy od stycznia 1993 (IV konkurs) i od czerwca 1993 (V konkurs). Ogólną informację o grantach KBN-u i wynikach I konkursu przedstawiliśmy w *Postęпах Fizyki* **44**, 131 (1993).

Lista projektów została opracowana przy współpracy Pani Bożeny Makowieckiej-Królak z Sekcji Fizyki KBN.

Redakcja

IV konkurs

Kierownik projektu	liczba wykonawców; czas (w miesiącach); koszt (w mln zł)
Tytuł projektu	

METODY MATEMATYCZNE, TEORIA POLA, FIZYKA STATYSTYCZNA, ASTROFIZYKA

dr hab. R. Kutner (IFD UW) Dyfuzja w bozonowym gazie sieciowym	6 24 650
prof. Ł.A. Turski (CFT PAN) Statistical Dynamics of Classical and Quantum Systems in Low Dimensions and Non-standard Geometries	6 36 600
prof. J. Łopuszański (IFT UW)	6 24 300
Zagadnienia symetrii i supersymetrii w klasycznej i kwantowej mechanice i teorii pola	
dr J. Jędrzejewski (IFT UW)	5 24 240
Diagram fazowy w stanie podstawowym oddziałującego układu fermionowego	
dr hab. A. Królak (IM PAN)	3 36 180
Analiza danych z detektorów fal grawitacyjnych	

prof. K. Walasek (IF WSP Zielona Góra)	2	36	140
Badanie modeli kwantowych szkieł spinowych i układów szklisto-spinowo podobnych			
prof. A. Jadczyk (IFT UWŕ)	2	12	120
Ku kwantowej teorii przyszłości – kwantowa geometria i informacja II			
dr M. Wolf (IFT UWŕ)	1	24	100
Multifraktalność i dyfuzyjne zlepianie się cząstek			
dr S. Kopeć (IF UJ)	1	12	60
Rozwiązywanie problemów odwrotnych metodami rachunku prawdopodobieństwa			
dr W. Gorzkowski (IF PAN)	1	24	60
Przestrzenne struktury kwazikrystaliczne			
dr T. Kopeć (INTiBS PAN)	1	24	60
Przejścia fazowe i dynamika w kwantowych szklach kwadрупolarnych			
dr A. Herdegen (IF UJ)	1	12	60
Badanie pól podczerwonych w elektrodynamice kwantowej – kontynuacja			
dr W. Salejda (IF PWr)	1	12	40
Dynamika sieci aperiodycznych łańcuchów atomów			
mgr A. Sitarz (IF UJ)	1	12	30
Niekomutatywna geometria – modele teorii cechowania, efekty klasyczne i kwantowe			
dr Z. Burda (IF UJ)	1	12	30
Badanie skalowania skończonych rozmiarów w modelu grawitacji symplektycznej oddziałującej z polem Potts'a			

FIZYKA WYSOKICH ENERGII

doc. K. Jeleń (WFiTJ AGH)	8	36	1000
Badanie i rozwój mikropaskowych komór proporcjonalnych			
doc. J. Figiel (IFJ)	7	24	600
Badanie oddziaływań mion-nukleon i mion-jądro na Tevatronie (eksperyment E665)			
prof. J. Kwieciński (IFJ)	2	36	450
Analiza rozpraszania nieelastycznego leptonów na nukleonach i jądrach atomowych			
dr hab. B. Badełek (IFD UW)	2	36	400
Poprawki radiacyjne w głęboko nieelastycznym rozpraszaniu mionów i analiza teoretyczna spinowych funkcji struktury g_1 i g_2			
dr E. Kryś (KFD UŁ)	2	24	150
Badanie pęków gamma ze źródeł punktowych			

FIZYKA JĄDROWA I FIZYKA PLAZMY

prof. T. Coghen (IFJ)	18	36	1000
Udział w eksperymencie PHOBOS: badanie korelacji i fluktuacji cząstek o małych pędach poprzecznych produkowanych w oddziaływaniach ciężkich jonów w akceleratorze RHIC			
prof. K. Grotowski (IF UJ)	8	36	950
Zbadanie korelacji kątowych pomiędzy naładowanymi fragmentami rozpadu gorących jąder atomowych			
dr B. Sikora (IFD UW)	8	36	800
Badanie zderzeń ciężkich jonów przy relatywistycznych energiach			
prof. J. Wilczyński (IPJ)	3	36	619
Badanie nierównowagowej emisji nukleonów i cząstek złożonych w syntezo-podobnych reakcjach z ciężkimi jonami			
doc. S. Drożdż (IFJ)	8	36	530
Efekty nieliniowe i topologiczne w dynamice jądrowej			
doc. P. Żuprański (IPJ)	6	36	325
Badanie wzbudzeń rezonansu delta na nukleonach jądra atomowego w reakcji ($^3\text{He}, t$) przy użyciu akceleratora Saturne w Saclay			
prof. W. Nawrocka (IFT UW)	4	36	300
Modele szybko wirującego jądra atomowego w niezerowych temperaturach			
doc. W. Macek (CBK PAN)	4	36	280
Fizyka fal uderzeniowych w bezzderzeniowej plazmie kosmicznej			
dr Z. Wroński (WMF UMCS)	8	36	200
Oddziaływanie ciężkich cząstek plazmy z materiałem elektrod wyładowania jarzeniowego			
prof. S. Wycech (IPJ)	2	24	91
Atomy egzotyczne			
dr A. Kordyasz (IFD UW)	1	12	35
Elastyczne rozpraszanie izobarów ^{11}Be i ^{11}B na tarczy węglowej ^{12}C . Funkcja wzbudzenia dla reakcji $^{11}\text{Be} + ^{28}\text{Si}$			

FIZYKA ATOMOWA I MOLEKULARNA, OPTYKA, AKUSTYKA

prof. F. Kaczmarek (IF UAM)	8	36	961
Hodowla, badania spektroskopowe i laserowe pięciofosforanów erbu			
prof. A. Grabowska (IChF PAN)	3	36	800
Spektroskopia wybranych cząsteczek z wiązaniem wodorowym i ich kompleksów schładzanych w naddźwiękowych wiązkach molekularnych			
prof. H. Oczkowski (WMFiCh UMK)	9	36	800
Datowanie metodą TL			

prof. Z. Błaszczak (IF UAM) Optyczny efekt Kerra w parach i gazach	13	36	550
prof. M. Maćkowiak (IFM PAN) Nowe techniki spektroskopii NQR	3	36	500
prof. K. Rzążewski (CFT PAN) Zjawiska kolektywne w oddziaływaniu atomów z bardzo silnymi impulsami światła laserowego	7	24	490
doc. Z. Bochyński (IF UAM) Badania struktur cieczy molekularnych	11	36	450
prof. J. Dembczyński (IF PP) Wyznaczanie wyższych momentów jądrowych w pułapce Paula	10	12	450
dr hab. J. Galica (IFM PAN) Przenoszenie energii rotacyjnej w zderzeniach molekularnych z uwzględnieniem wpływu jednorodnego pola elektrycznego	5	24	400
dr hab. B. Kozankiewicz (IF PAN) Przenoszenie elektronowej energii wzbudzenia pomiędzy stanami „charge-transfer”	2	36	400
dr hab. A. Balter (IF UAM) Dynamika reorientacji molekularnych sond fluorescencyjnych w roztworach	7	18	400
dr Z. Stryła (IF UAM) Atom alkaliczny w polu dwóch rezonansowych wiązek świetlnych	4	36	350
prof. J. Fiutak (IFTiA UG) Badanie efektów towarzyszących propagacji impulsów świetlnych w ośrodkach złożonych z atomów dwu- i trójpoziomowych	3	24	312
prof. E. Ozimek (IA UAM) Detekcja i dyskryminacja niezdeterminowanych sygnałów akustycznych	3	36	250
dr S. Idziak (IFM PAN) Badania NMR aktywowanego termicznie i tunelowego transferu protonów podwójnego wiązania wodorowego w asymetrycznym potencjale o podwójnym minimum w kryształach izomerów kwasu dinitrobenzoesowego	2	24	250
dr hab. W. Żakowicz (IF PAN) Procesy radiacyjne atomów w pobliżu granicy próżnia-dielektryk	3	24	100
prof. E. Czuchaj (IFT UG) Badanie dwuatomowych układów zderzeniowych (ekscymerów)	1	36	100
dr J. Pełka (IF PAN) Badania wpływu czynników aparaturowych na kształt widm izochromat rentgenowskiego promieniowania hamowania oraz metody ich korekcji	2	12	53

mgr J. Piechota (IF PAN)	1	12	30
Obliczenia struktury elektronowej dimerów tlenków metali przejściowych			
dr M. Pajek (IF WSP Kielce)	1	12	30
Radiacyjna rekombinacja jonów z elektronami swobodnymi			
dr M. Bancewicz (IF PP)	2	36	20
Własności statystyczne widm			

METALE, MAGNETYKI, NADPRZEWODNIKI

prof. R. Micnas (IF UAM)	13	24	770
Własności fazy normalnej i nadprzewodnictwo układów wąskopasmowych z lokalnym parowaniem elektronowym			
dr K. Piotrowski (IF PAN)	8	24	750
Wizualne badania rozkładu strumienia magnetycznego i relaksacji magnetycznej w wysokotemperaturowych nadprzewodnikach			
dr A. Czopnik (INTiBS PAN)	5	36	700
Zbadanie sprzężenia magnetoelastycznego i kwadrupolowych oddziaływań wymiennych w międzymetalicznych kubicznych związkach ziem rzadkich i uranu			
dr M. Wójcik (IF PAN)	3	30	600
Badanie własności strukturalnych i magnetycznych wielokrotnych warstw magnetycznych metodą NMR			
dr hab. Z. Drzazga (IF UŚI)	14	36	600
Wpływ azotu, węgla i krzemu na własności magnetyczne związków $RFe_{12-x}V_x$ ($R = Y, Dy$) i Sm_2Fe_{17}			
prof. L. Kowalewski (IF UAM)	7	36	480
Badanie silnie skorelowanych układów f-elektronowych			
doc. M. Rozwadowski (IMiF ATR)	8	36	450
Badanie procesów fizycznych zachodzących w dwuwarstwowych i wielowarstwowych układach Pd-Au i Pd-Ag			
dr L. Małkiński (IF PAN)	1	36	411
Efekt Barkhausena – kolektywne oddziaływania domen w nowoczesnych ferromagnetykach			
dr M. Pękała (WCh UW)	3	24	350
Wpływ defektów radiacyjnych na procesy transportu w nadprzewodnikach wysokotemperaturowych			
dr Z. Kletowski (INTiBS PAN)	2	24	234
Określenie roli momentów kwadrupolowych w procesie rozpraszania elektronów przewodnictwa na przykładzie międzymetalicznego związku $PrPb_3$			
prof. J. Kociński (IF PW)	3	24	200
Struktura spinowa supersiatek magnetycznych			

dr J. Sztucki (INTiBS PAN)	3	24	200
Wpływ polaryzowalności ligandów na dwufotonowe przejścia elektronowe i wibroniczne w układach f i d elektronowych			
dr J. Nowak (ZFCS PAN)	2	24	192
Analiza procesów przemagnesowania w cienkich ferromagnetycznych warstwach			
dr inż. J. Dryzek (IFJ)	1	24	110
Badania rezonansowego wychwytu pozytonów w ciele stałym			
dr P. Wróbel (INTiBS PAN)	1	12	60
Własności i oddziaływanie quasicząstek w dwuwymiarowym modelu t-J			
dr T. Krzysztoń (INTiBS PAN)	1	12	30
Zbadanie wpływu uporządkowania antyferromagnetycznego na stan mieszany nadprzewodników wysokotemperaturowych			
dr K. Kułakowski (WFiTJ AGH)	2	12	30
Anizotropia sprzężenia magnetoelastycznego w układach pasmowych			
dr hab. S.Z. Korczak (IF UMCS)	2	12	30
Otrzymywanie i badanie monokryształów nadprzewodników wysokotemperaturowych			
dr R. Wojnecki (IF PAN)	1	12	30
Samouzgodnione obliczenia struktur pasmowych oparte o zmodyfikowaną metodę wariacyjnego obliczania funkcji Wanniera			
prof. M. Budzyński (IF UMCS)	4	6	20
Wpływ lokalnego otoczenia na oddziaływania nadsztywne w $Zr(Fe_{1-x}Ni_x)_2$			

KRYSZTAŁY MOLEKULARNE I POLIMERY

dr P. Byszewski (IF PAN)	15	30	1000
Fulereny: wytwarzanie, segregacja, metody modyfikowania i domieszkiwania. Badanie własności fizycznych fulerenów			
prof. N. Piślewski (IFM PAN)	7	24	900
Badanie sytuacji fazowej i dynamiki molekularnej nowej rodziny kryształów molekularnych zawierających kationy alkiloamoniove metodami NMR			
dr hab. K. Sokalski (IF UJ)	8	36	600
Mikroskopowa teoria mieszanin cieczy nematycznych			
dr R. Hołyst (IChF PAN)	3	36	400
Struktura i przejścia fazowe w ciekłych kryształach i polimerach			
prof. W. Nawrocik (IF UAM)	6	36	400
Badanie własności fizycznych wybranych kryształów z grupy cyklicznych beta-dialkanów			

dr hab. D. Bauman (IF PP)	9	24	330
Badanie porządku orientacyjnego w ciekłokrystalicznych układach „gość-gospodarz”			
prof. J. Jadżyn (IFM PAN)	4	36	300
Dielektryczne i sprężyste własności ciekłych kryształów			
dr hab. K. Weron (IF PWr)	3	36	200
Stochastic models of relaxation phenomena in polymers and dielectrics			
doc. S. Urban (IF UJ)	2	24	126
Badania dielektryczne ciekłych kryształów pod wysokimi ciśnieniami			
mgr G. Czechowski (IFM PAN)	1	12	30
Zbadanie sprężystych własności układu z powracającą fazą nematiczną			

PÓŁPRZEWODNIKI I IZOLATORY

dr R. Cywiński (INTiBS PAN)	7	36	800
Zbadanie roli dyslokacji w procesach starzeniowych kryształów NaCl domieszkowanych jonami V^{2+} i Ni^{2+}			
mgr J. Jun (CBW PAN)	6	24	600
Wysokociśnieniowa krystalizacja HgS ze stopu w obszarze stabilności fazy cynobru			
prof. A. Murasik (IEA)	3	24	500
Badania przemian fazowych i przewodnictwa jonowego związków Me_2UX_6 (Me = Li, Na, K; X = Cl, Br, I)			
dr J. Dmochowski (IF PAN)	2	36	500
Badania spektroskopowe domieszek i ich stanów elektronowych w półprzewodnikach z wykorzystaniem technik wysokociśnieniowych, w szczególności zmiennociśnieniowej komory diamentowej			
prof. W. Nakwaski (IF PŁ)	4	36	400
Badania własności cieplnych laserów złączowych o emisji powierzchniowej i krawędziowej oraz ich matryc			
dr hab. A. Twardowski (IFD UW)	5	36	400
Badanie półprzewodników półmagnetycznych z chromem			
dr J. Rybicki (WFTiMS PG)	3	36	380
Przewodnictwo przestrzennie niejednorodnych cienkich warstw dielektrycznych			
prof. J. Warczewski (IF UŚl)	10	24	300
Badanie zjawisk modulacji struktury krystalicznej w związkach dielektrycznych typu A_2BX_4			

dr A. Burian (ZFCS PAN)	1	24	194
Badania struktury amorficznych warstw Cd-As metodą anomalnego rozpraszania promieniowania rentgenowskiego			
dr E. Sobczak (IF PAN)	2	12	40
Badanie struktury krystalicznej i elektronowej warstw SiO_x na podłożu Si metodą EXBIFS			
mgr A. Pietkun (WMFiCh UMK)	1	12	32
Badania termoluminescencyjne głębokich stanów pułpkowych w kwarcu naturalnym			
mgr I. Jankowska (IFiI WSP Kraków)	1	12	30
Niskoczęstotliwościowa relaksacja dielektryczna w kryształach PbZrO_3 i stałych roztworach $\text{PbZr}_{1-x}\text{Ti}_x\text{O}_3$			
mgr R. Dwiliński (IFD UW)	1	12	30
Badanie defektów w szerokoprzewowym półprzewodniku węgliku krzemu			
mgr J. Jasiński (IFD UW)	1	12	30
Badania podstawowych defektów w napromienionym neutronami fosforu galu			

EKOLOGIA, BIOFIZYKA, FIZYKA MEDYCZNA

dr inż. H. Kasprzak (IF PWr)	2	24	260
Teoretyczne i interferencyjne badanie refrakcyjnych i sprężystych własności rogówki oka			
prof. M. Kurzyński (IF UAM)	1	36	166
Mikroskopowa teoria katalizy enzymatycznej			

INNE

dr Z. Gołąb-Meyer (IF UJ)	1	10	30
Rozwiązywanie zadań z fizyki – badanie wpływu sformułowania i kontekstu. Badanie przydatności testów wyboru			
mgr inż. T. Wojtatowicz (WFTiMS PŁ)	1	12	29
Modelowanie transportu masy w materiałach porowatych generowanego impulsami promieniowania laserowego			

V konkurs

**METODY MATEMATYCZNE, TEORIA POLA,
FIZYKA STATYSTYCZNA, ASTROFIZYKA**

doc. J. Jurkiewicz (IF UJ)	6	24	600
Kwantowa grawitacja symplektyczna. Badanie zjawisk krytycznych w kwantowej teorii pola i w układach statystycznych oraz ich zastosowanie do produkcji przy wysokich energiach			
dr hab. inż. J. Kitowski (II AGH)	9	36	500
Badanie zjawisk hydrodynamicznych metodami symulacji molekularnej dla miliona i więcej cząstek			
dr K. Życzkowski (IF UJ)	4	24	402
Unitarne macierze przypadkowe			
doc. M. Kuś (CFT PAN)	1	24	100
Modele teoretyczne optyki kwantowej w fizyce materii skondensowanej			
dr J. Kansy (IFiChM UŚI)	1	15	70
Opracowanie pakietu programów komputerowych symulujących kinetykę i własności układów fizycznych w stanie nierównowagi termodynamicznej			
mgr R. Owczarek (IPPT PAN)	1	12	30
Opis przejścia lambda w nadciekłym helu metodami teorii węzłów			

FIZYKA WYSOKICH ENERGII

dr hab. J. Kalinowski (IFT UW)	7	36	500
Poszukiwanie nowej fizyki w wysokich i niskich energiach			
dr S. Głazek (IFT UW)	1	24	212
Chromodynamika kwantowa na froncie świetlnym			

FIZYKA JĄDROWA I FIZYKA PLAZMY

dr Z. Stachura (IFJ)	7	36	1000
Modyfikacja powierzchni ciał stałych i jej badanie z użyciem wybranych metod spektroskopowych			
dr hab. K. Bodek (IF UJ)	6	36	850
Test symetrii względem odwrócenia czasu w wychwycie mionów przez jądra atomowe			
dr S. Kliczewski (IFJ)	8	36	650
Badania doświadczalne nisko leżących stanów atomów pionowych przy użyciu akceleratora COSY w Julich			
mgr inż. A. Igielski (IFJ)	4	30	250
System efektywnego pomiaru stałej zaniku niestacjonarnych pól neutronowych			

FIZYKA ATOMOWA I MOLEKULARNA, OPTYKA, AKUSTYKA

prof. T. Dohnalik (IF UJ)	7	36	1280
Badanie atomów bliskich powierzchni metodami laserowej spektroskopii selektywnego odbicia i fali zanikającej			
doc. K. Musioł (IF UJ)	8	36	1100
Mieszanie czterech fal w ośrodkach atomowych i plazmie			
dr hab. R. Dygdała (IF UAM)	7	36	848
Angular Distributions of Photoelectrons in Multiphoton Ionisation of some Elements of Alkaline Group			
prof. M. Rytel (IF WSP Rzeszów)	9	24	400
Struktura i spektroskopia stanów elektronowych molekuł CO i CH w rejonach energii dysocjacji molekuł			
dr B. Pokrzywka (IF WSP Kraków)	5	18	250
Badanie obszaru przykatodowego łuku elektrycznego			
dr hab. A. Bechler (KF USz)	2	24	190
Propagacja promieniowania optycznego w ośrodkach dielektrycznych			
mgr M. Jeleń (IBM UJ)	1	12	30
Badanie relaksacji indywidualnego pakietu spinowego przy pomocy spektroskopii przejść wielokwantowych EPR			

METALE, MAGNETYKI, NADPRZEWODNIKI

dr hab. J. Kołaczekiewicz (IFD UW _r)	11	24	1350
Procesy rozpraszania i transportu elektronów w powierzchniowych warstwach metali			
doc. K. Tomala (IF UJ)	6	36	1100
Badanie struktury elektronowej i własności magnetycznych układów z ziemiemi rzadkimi techniką spektroskopii mössbauerowskiej			
prof. K. Królas (IF UJ)	5	36	750
Nowe zastosowanie ¹⁷² Yb, próbnika zaburzonych korelacji kierunkowych promieniowania γ , do badania anomalnych własności związków iterbu			
dr inż. P. Jaśkiewicz (IF PW)	3	36	700
Badania krystalizacji stopów na bazie żelaza jako metody otrzymywania magnetycznie miękkich materiałów o strukturze nanokrystalicznej			
dr M. Baran (IF PAN)	3	18	550
Wpływ pola magnetycznego i ciśnienia hydrostatycznego na przejścia fazowe w nadprzewodnikach wysokotemperaturowych GdBaCuO			

doc. A. Oleś (IF UJ) Numeryczne badania modeli nadprzewodnictwa wysokotempera- turowego	5	24	500
prof. J. Spałek (IFT UW) Teoria stanów elektronowych, faz skondensowanych i dynamiki skorelowanych układów fermionowych oraz spinowych wraz z za- stosowaniem do układów kwazidwuwymiarowych	6	36	500
doc. H. Arodź (IF UJ) Ewolucja czasowa i oddziaływania wortexów	5	36	400
dr B. Czyżak (IFM PAN) Absorpcja mikrofalowa w układach małych cząstek nadprzewod- ników	4	24	380
prof. I. Sosnowska (IFD UW) Określenie struktury krystalicznej i oddziaływań międzycyfo- wych w BiFeO_3 oraz w $\text{BaTi}_{2-x}\text{Sn}_x\text{Fe}_4\text{O}_{11}$	4	36	360
prof. J. Zieliński (IF UŚI) Nadprzewodnictwo w silnie skorelowanych układach elektronowych	4	24	288
prof. K. Ruebenbauer (IFiI WSP Kraków) Badanie mechanizmu dyfuzji Fe w TiO_2 metodą spektroskopii mössbauerowskiej	4	24	260
dr inż. A. Baczmański (WFiTJ AGH) Dyfrakcyjne metody badania naprężeń w polikryształach anizotro- powych	2	24	150
doc. T. Radoń (IFD UW r) Struktura elektronowa wewnątrz i na powierzchni tantalu	2	9	85
dr hab. L. Gładyszewski (IF UMCS) Badanie powierzchni metali metodą termoemisji jonowej	2	24	80
dr P. Kociński (IF PAN) Funkcja gęstości stanów elektronowych dla metalicznego materiału wielowarstwowego z uwzględnieniem orbitali związanych z liczbą kwantową 10	1	12	35
mgr inż. J. Tobała (WFiTJ AGH) Struktura elektronowa stopów Heuslera $\text{Fe}_{3-x}\text{V}_x\text{D}$ (D = Al, Si, Ga)	1	12	30

KRYSZTAŁY MOLEKULARNE I POLIMERY

prof. J. Stankowski (IFM PAN) Radiospektroskopia fullerenów	7	24	994
dr hab. E. Szcześniak (IF UAM) Zbadanie natury mechanizmów relaksacyjnych w polimerach oraz cieczach molekularnych tworzących fazy szkliste	7	36	800

PÓŁPRZEWODNIKI I IZOLATORY

dr L. Dobaczewski (IF PAN)	8	36	800
Bariery energetyczne w defektach typu DX w półprzewodnikach			
dr inż. E. Mizera (IF PAN)	6	36	600
Zastosowanie metod TEM do badań mikrostruktury kontaktów metal/półprzewodnik III-V			
dr J. Bąk-Misiuk (IF PAN)	6	36	550
Wpływ koncentracji swobodnych elektronów i ich rozkładu w paśmie przewodnictwa na stałe sieci GaAlAs			
dr hab. K. Roleder (IF UŚI)	7	36	450
Obszary polarne w kryształach typu perowskitu na przykładzie związków $\text{PbZr}_x\text{Ti}_{1-x}\text{O}_3$			
dr hab. J. Kuriata (IF PSz)	5	36	400
Badanie natury przejść fazowych i dynamiki sieci krystalicznej kryształów diamagnetycznych metodą elektronowego rezonansu paramagnetycznego			
mgr P. Bała (IF UMK)	3	18	250
Teoretyczne badania dynamiki rezonansowego tunelowania w strukturach kwantowych i supersieciach			
dr A. Golnik (IFD UW)	1	21	200
Wyjaśnienie natury anomalii obserwowanych w eksperymentach mionowych w kryształach CdMnTe			
dr P. Pfeffer (IF PAN)	1	12	30
Struktura podpasem energii w heterostrukturach półprzewodnikowych			

INNE

dr K. Drozdowicz (IFJ)	2	30	300
Zastosowanie nowego modelu syntetycznej funkcji rozpraszania neutronów do obliczeń parametrów dyfuzyjnych w skończonych ośrodkach zawierających wodór			
dr hab. R. Jakubas (ICCh UWr)	3	12	253
Zbadanie charakterystyk częstotliwościowych, napięciowych i temperaturowych w nowych materiałach o własnościach nieliniowych			
mgr T. Cichocki (IG UW)	1	12	38
Przestrzenno-czasowa charakterystyka optyczno-cyfrowego procesora służącego do przetwarzania obrazów			
mgr inż. P. Gryboś (WFiTJ AGH)	1	12	30
Pomiar i ekstrakcja parametrów paskowych detektorów krzemowych			

WSPOMNIENIA – ROCZNICE

Łukasz A. Turski

Centrum Fizyki Teoretycznej PAN
Warszawa

Zasada astrologiczna*

Astrological principle

Abstract: This is an informal talk given during the conference dinner at the symposium organized to honour Professor Iwo Białynicki-Birula on the occasion of his 60th birthday.

Astrologowie twierdzą, że przyszłość człowieka zdeterminowana jest przez konstelację gwiazd i planet na niebie w nocy narodzin człowieka. Chciałbym zaproponować, abyśmy w dzisiejszy wieczór posłużyli się, na przykładzie naukowego życiorysu naszego Jubilata, nieco zmodyfikowaną zasadą astrologiczną, a mianowicie taką, która głosi, że naukowa przyszłość uczonego wyznaczona jest przez układ tematów prac naukowych opublikowanych w roku jego urodzin.

Powinniśmy najpierw określić, co będzie dla nas firmamentem gwiazd, którym posłużymy się. Myślę, że właściwym będzie tu „podstawowy zestaw literaturowy” sprzed lat sześćdziesięciu, a mianowicie dwa czasopisma niemieckie *Annalen der Physik* i *Zeitschrift für Physik* oraz amerykański *Physical Review*.

Postaram się uzasadnić ten wybór. W marcu 1933 r. spłonął Reichstag, Niemcy nie nuciły już Mozarta, pieśnią dnia był „Horst Wessel Lied”, a ogniska podsycano nie tylko chrustem, ale i dziełami Heinego i Einsteina. Strumień uczonych niemieckich i tych z innych krajów, którzy osiedli w Niemczech, by pra-

*Wystąpienie w trakcie uroczystej kolacji podczas konferencji dla uczczenia jubileuszu 60-lecia prof. Iwona Białynickiego-Biruli w dniu 29 października 1993 r. (O tej konferencji informowaliśmy w Kronice w zes. 1/1994; teksty referatów ukazały się w *Acta Physica Polonica A 85*, nr 4 (1994) – przyp. Red.)

cować w kolebce współczesnej fizyki, wspinał się na trapy statków odpływających do Ameryki. Nauka przenosiła się za ocean. W wielu publikacjach z tego okresu znajdujemy dwa adresy – miejsce powstania pracy: Berlin, Getynga, Hannover, i adres do dalszej korespondencji: Chicago, Princeton, Yale, Nowy Jork.

Ale 1933 r. był też wielkim rokiem dla fizyki, w tym bowiem roku Carl David Anderson opublikował szczegóły odkrycia pozytonu [1]. Co prawda pierwszą wzmiankę o możliwym odkryciu dodatnio naładowanego elektronu Anderson opublikował rok wcześniej w *Science* [2], to jednak prawdziwe, pozbawione zastrzeżeń „przyznanie się” do interpretacji pomiaru ukazało się dopiero we wspomnianym artykule w *Physical Review*.

Trudno przecenić doniosłość odkrycia Andersona. Człowiek po raz pierwszy stanął oko w oko z odpryskiem materii z „nie naszego” świata. Potwierdzona została jedna z piękniejszych teorii fizycznych, teoria Diraca. Jakim echem odbiło się to w publikacjach? Dziś specjaliści od naukoznawstwa starają się nas przekonać o tym, że można obiektywnie, za pomocą analizy bibliometrycznej (liczba cytowań, w jakich czasopismach itp.) ocenić wartość osiągnięcia naukowego. Posługują się pojęciem współczynnika wpływu (impact factor), z grubsza wskazującym, czy praca opublikowana była w dobrym czasopiśmie i czy ktoś ją będzie cytował. Nie jestem historykiem nauki, było więc dla mnie wielkim zaskoczeniem, że w dwóch przypadających na 1933 r. tomach *Annalen der Physik*, wydawanych przez Plancka, Sommerfelda, Grüneisena, i w ośmiu tomach *Zeitschrift für Physik*, nie znalazłem ani jednej pracy poświęconej odkryciu Andersona.

Tak więc astrologiczny wpływ tych dwu czasopism na twórczość naszego Jubilata, którego większość prac poświęcona jest elektrodynamice kwantowej, musimy ocenić jako mizerny.

Czymże więc zapełnione były te tomy? Dużo prac opublikowanych w tym czasie to prace z fizyki ciała stałego, trochę z fizyki jądrowej (jedna praca Heisenberga o modelu jądra), kilka prac P. Jordana o algebrze operatorów w mechanice kwantowej, praca Pauliego o problemach pomiaru. Ciekawa praca Felixa Blocha o hamowaniu cząstek naładowanych w ośrodku. Dla nas w Warszawie ciekawe jest to, że w 1933 r. opublikował pracę Kurt Diebner, ten sam, który w 6 lat później łupił Instytut Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego, i który przed Berią odgrywać chciał rolę ojca niemieckiej bomby atomowej [3].

Pomimo że rocznik 1933 w historii obu tych wspaniałych czasopism nie będzie zapisany jako najlepszy, to jednak znajdujemy w nim coś, co jest warte zastanowienia. Otóż w tym roku Ernst Ruska opublikował wraz ze współpracownikami prace poświęcone podstawom mikroskopii elektronowej. Prace te czekały przeszło pół wieku, aby zostać docenione i ocenione nagrodą Nobla. Aż prosi się tu złośliwy komentarz pod adresem szczerze (lub mniej) wspierającego nas Komitetu

Badań Naukowych: jak oceniać taką pracę naukową, która przez kilkadziesiąt lat jest, no powiedzmy, niedoceniona?

Wracajmy jednak do przepowiedni co do naszego Jubilat. Już prawie mógłbym pożegnać się z Europą, gdyby nie to, że w *Zeitschrift für Physik* znajduję jednak publikację, która jest tą „gwiazdą proroczą” dla twórczości Iwo Białynickiego-Biruli. Denis Gabor opublikował tu pracę zatytułowaną „Über die elektrostatische Theorie des Plasmas”. Nim zacząłem przygotowywać to wystąpienie, pracy tej zupełnie nie znałem. Tak się złożyło, że ja nie byłem bezpośrednio uczniem Iwo Białynickiego-Biruli. Napisałem z nim jednak jedną pracę naukową, właśnie o teorii plazmy. Pewne idee teorii plazmy Własowa znalazły się już w pracy Gabora. Ale nie żałujmy Gabora – co prawda jego praca z 1933 r. została zapomniana, ale on sam i tak dostał Nobla za holografię. Tak więc nawet w tym nienajlepszym zestawie gwiazd znaleźliśmy coś, co określało część działalności naukowej Jubilata.

Zajrzyjmy teraz do 43 tomu *Physical Review* z 1933 r. Właśnie tu znajdziemy oryginał pracy Andersona o pozytonie i „aż” trzy inne prace poświęcone nowej antycząstce [4]. Przyznam się, że gdy próbowałem ustalić, ile prac, zarówno teoretycznych jak i doświadczalnych, pojawia się dzisiaj w *Physical Review* zaraz po odkryciu nowej cząstki elementarnej, to przekroczyło to moje możliwości.

Zgodnie z moją interpretacją zasady astrologicznej, odkrycie pozytonu i publikacje w *Physical Review* powinny wyznaczyć przyszłość nauką Jubilata. Tak też się stało, a dalsza lektura tego tomu *Physical Review* dostarcza ciekawych, dodatkowych dowodów. Otóż np. znajdujemy tam pracę Lemaitre’a [5] poświęconą nieoznaczoności pola elektromagnetycznego cząstki. Pewne idee tej pracy bliskie są ideom zawartym w teorii przesunięcia Lamba pochodzącej od Weltona. Teoria przesunięcia Lamba to jeden z wielkich sukcesów naukowych naszego Jubilata i jego uczniów. Dalej, w tym samym tomie *Physical Review* znajdujemy dwie bardzo ciekawe prace H. Batemana [6], znanego tym, którzy uczyli się jeszcze teorii funkcji specjalnych i widzieli „Bateman Manuscript Project”. Pierwsza z nich poświęcona jest hydrodynamicznej interpretacji równania Schrödingera, a druga – zasadzie wariacyjnej w elektrodynamice. W pierwszej z tych prac Bateman zмага się z problemem symetrii tensora napięć w hydrodynamicznej interpretacji równań mechaniki falowej. Uczniowie Iwo Białynickiego-Biruli wielokrotnie mieli przetrzepaną skórę za posługiwanie się „złym” tensorem napięć. Hydrodynamicznemu sformułowaniu mechaniki kwantowej poświęcono dużo miejsca w ostatnio wydanym podręczniku teorii kwantów naszego Jubilata i jego uczniów [7].

Na marginesie pracy Batemana: hydrodynamiczne sformułowanie równania Schrödingera podał Madelung, ale praca Madelunga nie jest cytowana przez Batemana, który powołuje się tylko na prace Schrödingera – to jeszcze jeden kamyczek

do ogródka bibliometrii. W drugiej z cytowanych prac Bateman omawia zasadę wariacyjną w elektrodynamice klasycznej. Ci z nas, którzy słuchali wykładów naszego Jubilata i znają obie jego książki poświęcone teorii pola, wiedzą, jak ważna dla niego była sprawa tych zasad.

Chciałbym zakończyć to wystąpienie jeszcze dwiema uwagami. Wiele prac naszego nauczyciela poświęconych było teorii cząstek elementarnych. Ten dział nauki nie mógłby rozwinąć się tak wspaniale, gdybyśmy nie rzucili wyzwania naturze i zamiast tylko czekać na wysokoenergetyczne cząstki dostarczane nam przez naturę w promieniowaniu kosmicznym nie zaczęli sami budować akceleratorów. Właśnie we wspomnianym tomie *Physical Review* znajdują się prace Van de Graaffa i współpracowników poświęcone omówieniu konstrukcji urządzenia zwanego dziś akceleratomem Van de Graaffa [8]. Z chwilą powstania tego urządzenia na dobre i na złe wkroczyliśmy w epokę „wielkiej fizyki”. I jeszcze jeden akcent. W 1933 r. w trzech wymienionych czasopismach znalazłem zaledwie cztery prace polskich uczonych: Aleksandra Jabłońskiego, Jana Blatona i dwie Andrzeja Sołtana. Prace tego ostatniego poświęcone źródłom neutronów ukazały się w *Physical Review*. Dziś w ciągu roku tylko w najbardziej prestiżowej części *Physical Review*, *Physical Review Letters*, ukazuje się więcej polskich prac. Jeżeli chodzi o fizykę teoretyczną, to nie byłoby to możliwe bez wkładu pracy Iwo Białynickiego-Biruli. Jak nikt chyba inny nauczył on nas, że nauka jest przedsięwzięciem światowym, że grać w nią można tylko w najlepszej lidze, i że trzeba zawsze stawiać sobie najambitniejsze cele do osiągnięcia.

Myślę, że przekonałem wszystkich obecnych o tym, że naukowe „gwiazdy” mówiły prawdę w roku narodzin naszego Jubilata. Pozostaje mi tylko dodać, że odnosi się to także do pani profesor Zofii Białynickiej-Biruli, ale przecież nie mogło być inaczej, biorąc pod uwagę ile wspólnych, wspaniałych prac napisali i na pewno jeszcze napiszą.

Literatura

- [1] C.D. Anderson, *Phys. Rev.* **43**, 491 (1933).
- [2] C.D. Anderson, *Science* **76**, 238 (1932).
- [3] D. Irving, *Kryptonim „Virushaus”* (Książka i Wiedza, Warszawa 1971).
- [4] J.R. Oppenheimer, M.S. Plesset, *Phys. Rev.* **43**, 53 (1933); W.H. Furry, J.F. Carlson, *Phys. Rev.* **43**, 237 (1933); E. Fermi, G.E. Uhlenbeck, *Phys. Rev.* **43**, 510 (1933).
- [5] G. Lemaitre, *Phys. Rev.* **43**, 148 (1933).
- [6] H. Bateman, *Phys. Rev.* **43**, 363, 481 (1933).
- [7] I. Białynicki-Birula, Marek Cieplak, Jerzy Kamiński, *Teoria kwantów* (PWN, Warszawa 1991); *Theory of Quanta* (Oxford University Press, New York and London 1992).
- [8] R.J. Van de Graaff, K.T. Compton, L.C. Van Atta, *Phys. Rev.* **43**, 149 (1933).

NOWOŚCI NAUKOWE

Andreas Hemmerich, Theodor Hänsch

*Sektion Physik der Universität München
München, Niemcy*

i
*Max-Planck-Institut für Quantenoptik
Garching, Niemcy*

Kryształy optyczne*

Optical crystals

Abstract: Optical crystal is an ensemble of atoms cooled down to very low temperature, trapped in a 3-D periodic lattice of microtraps produced in an interaction with light. Oscillations of the atoms around their equilibrium positions are quantized. Matter and light exhibit here very subtle kind of interaction, the details of which are not fully understood yet.

Czym są kryształy optyczne?

Kwanty światła mają nie tylko energię, ale także pęd. Dlatego podczas absorpcji fotonu dochodzi nie tylko do zmiany kształtu chmury elektronowej, dzięki której możliwe jest przejęcie przez atom energii fotonu; atom musi doznać także popchnięcia związanego z przekazem pędu. Ze względu na znikomą masę atomu i dużą częstość procesów absorpcji, możliwe jest uzyskanie gigantycznych przyspieszeń, przewyższających przyspieszenie ziemskie nawet 200000 razy. To „ciśnienie

* Artykuł „Optische Kristalle”, opublikowany w *Physikalische Blätter* 49, 893 (1993), został przetłumaczony za zgodą Autorów i Wydawcy [Translated with permission. Copyright ©1993 by VCH] (przyp. Red.).

światła” zaobserwował już w pierwszej połowie naszego stulecia fizyk R. Fischer w eksperymencie [1], w którym odchyłał wiązkę atomów sodu za pomocą światła. Mechaniczny aspekt oddziaływania światła z materią szybko zszedł jednak na plan dalszy, gdyż ówczesne źródła światła nie pozwalały ani na przeprowadzenie szczegółowych badań, ani na celowe zastosowanie zjawiska. Dopiero wynalezienie lasera, źródła światła o dużej intensywności i monochromatyczności, umożliwiło obserwowany obecnie wspaniały renesans badań sił promieniowania.

Jeden z rodzajów sił promieniowania (tzw. siła dipolowa) występuje zawsze wtedy, gdy natężenie światła jest przestrzennie zmodulowane. Sytuację taką można zrealizować na przykład w optycznej fali stojącej, w której na zmianę występują węzły i strzałki drgań. Drgania fali świetlnej wywołują w atomie drgający elektryczny moment dipolowy. W zależności od fazy drgań dipola względem drgań pola optycznego, atom jest wciągany do obszaru węzłów lub strzałek, gdzie ma szansę pozostać, o ile jego energia kinetyczna jest odpowiednio mała. Już w późnych latach sześćdziesiątych rosyjski fizyk Vladimir Letokhov rozważał możliwość zastosowania siły dipolowej do porządkowania atomów w stabilne, periodyczne struktury krystaliczne [2]. Atomy w takim „kryształe optycznym” byłyby zlokalizowane w obszarach o rozmiarze rzędu ułamka długości fali świetlnej λ . Sąsiednie węzły sieci byłyby oddalone o odległość porównywalną z połową długości fali. Koncentracja atomów w trójwymiarowym kryształe optycznym wynosiłaby około $10^{13}/\text{cm}^3$, o ile każdy węzeł sieci zostałby obsadzony pojedynczym atomem. Nawiasem mówiąc, głębokość możliwych do wytworzenia mikropułapek optycznych jest niewielka, w związku z czym atomy, by być schwytane, musiałyby być ochłodzone do temperatury rzędu pojedynczych mikrokelwinów.

Realizacja jednowymiarowego kryształu optycznego

Jest jasne, że krystalizacja gazu atomowego w polu optycznym wymaga bardzo wydajnego chłodzenia. Wymóg ten długo wydawał się stanowić barierę nie do przezwyciężenia – obliczenia wykazywały, że atomy dwupoziomowe w polu liniowo spolaryzowanej fali stojącej osiągną równowagę termodynamiczną w temperaturze, w której ich energia kinetyczna ciągle jeszcze przekracza głębokość potencjału pułapki. Dopiero najnowsze obserwacje pokazały, że rzeczywiste atomy wielopoziomowe jednak krystalizują. W tym celu należy je umieścić w polu fali stojącej o specjalnej geometrii [3]. Fala tego rodzaju posiada stałe, niezależne od położenia natężenie, natomiast stan polaryzacji zmienia się w przestrzeni od kołowej lewoskrętnej, poprzez liniową, do kołowej prawoskrętnej, na odcinku o długości $\lambda/4$ (geometrię tę często określa się jako $\text{lin} \perp \text{lin}$). Złożone oddziaływanie

wielu poziomów energetycznych atomu z różnymi składowymi polaryzacyjnymi światła wytwarza w fali świetlnej tego rodzaju niezwykle wydajny mechanizm chłodzący zdolny ostudzić atomy do poziomu mikrokelwinów. Skrajnie powolne atomy zostają w końcu schwyte w miejscach występowania polaryzacji kołowej, ponieważ polaryzacji kołowej odpowiada maksymalne obniżenie energii stanu podstawowego atomu.

Kryształy optyczne w wielu wymiarach

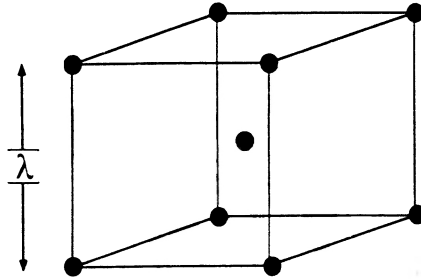
Wysiłek uczyniony w celu rozszerzenia opisanych wyżej wyników na więcej wymiarów był naturalnie bardzo duży, chociaż jednoczesne uzyskanie odpowiedniego gradientu polaryzacji oraz kształtu potencjału pułapkującego wydawało się na początku bardzo problematyczne. Dodatkowo, nałożenie na siebie wielu wiązek światła prowadzi często do pojawienia się nowego efektu: wirów ciśnienia promieniowania [4]. Wiry te umożliwiają istnienie trajektorii, wzdłuż których ciśnienie promieniowania ma stały kierunek. Obecność wirów może więc utrudniać proces krystalizacji. Nasze rozwiązanie tego problemu polegało na nałożeniu na siebie wielu fal stojących o ściśle kontrolowanych przesunięciach fazowych. Za pomocą tej metody po raz pierwszy wytworzyliśmy dwu- i trójwymiarowe kryształy złożone z atomów rubidu ochłodzonych do temperatury kilku μK . Najpierw nałożyliśmy na siebie dwie prostopadłe fale stojące spolaryzowane liniowo we wzajemnie prostopadłych kierunkach [5]. Rezultat takiego złożenia zależy od przesunięcia fazowego Φ pomiędzy obydwoma falami stojącymi. W przypadku $\Phi = 90^\circ$, w płaszczyźnie rozpiętej przez fale stojące, otrzymuje się kwadratową siatkę położeń, w których występuje polaryzacja kołowa, na przemian lewo- i prawoskrętna. Pomiedzy każdą parą takich miejsc polaryzacja jest liniowa. Wiry ciśnienia promieniowania w polu tym nie występują. Atomy zlokalizowane w pobliżu strzałek fali świetlnej o polaryzacji kołowej podlegają skwantowanym oscylacjom w dwuwymiarowym, niemal harmonicznym potencjale. Najgłębiej leżące poziomy oscylacyjne są prawie równoodległe, a różnica ich częstości wynosi ok. 100 kHz. W skrajnie niskich temperaturach (rzędu pojedynczych mikrokelwinów) znaczna część atomów znajduje się w podstawowym stanie oscylacyjnym, którego rozmycie przestrzenne wynosi około $\lambda/15$. W następstwie zmieniającej się skrętności polaryzacji, skierowane w kierunku osi z momenty magnetyczne sąsiednich atomów mają przeciwne znaki, podobnie jak w antyferromagnetycznym ciele stałym.

Do trzech wymiarów mogliśmy przejść na wiele sposobów, nakładając na opisane wcześniej pole w płaszczyźnie xy dodatkową falę stojącą w kierunku osi z .

Fala ta może mieć na przykład prawoskrętną polaryzację kołową [6]. Dla różnych wartości przesunięcia fazowego Ψ między falą rozchodzącą się wzdłuż osi z i polem w płaszczyźnie xy , otrzymuje się rozmaite typy kryształów optycznych o strukturze kubicznej i spolaryzowanych spinach. Przykładowo, dla $\Psi = 0^\circ$ otrzymuje się kubiczną, centrowaną przestrzennie sieć obszarów o polaryzacji kołowej prawoskrętnej (patrz rys. 1). Jednocześnie, w wyniku destruktywnej interferencji pola w płaszczyźnie xy z polem fali stojącej wzdłuż osi z , w obszarach występowania polaryzacji kołowej lewoskrętnej natężenie światła jest zanedbywalnie małe. Gdy moc fali stojącej z jest dwukrotnie mniejsza od mocy każdej z fal stojących w płaszczyźnie xy , atomy oscylują wokół położenia równowagi w prawie harmonicznym potencjale izotropowym. Jednakowa skrętność w każdym węźle sieci zapewnia tu równoległe ustawienie wszystkich spinów atomowych w kierunku osi z . Trójwymiarowe kryształy optyczne z antyferromagnetycznym ustawieniem spinów dają się również realizować. W tym celu zamiast polaryzacji kołowej, w fali stojącej wzdłuż osi z należy zastosować opisaną wyżej geometrię polaryzacyjną $\text{lin} \perp \text{lin}$ [7]. Zmiana przesunięć fazowych Φ i Ψ pozwala uzyskać szereg rozmaitych sieci. Pojawienia się takich swobodnych parametrów można jednak uniknąć, jak to zostało pokazane przez grupę G. Grynberga z paryskiej Ecole Normale Supérieure [8]. W swoim eleganckim doświadczeniu do uformowania pola światła w płaszczyźnie xy paryscy fizycy zastosowali trzy fale biegnące, rozchodzące się wzdłuż osi symetrii trójkąta równobocznego. W tym przypadku powstaje dwuwymiarowy kryształ optyczny o strukturze heksagonalnej i antyferromagnetycznym uporządkowaniu spinów w kierunku osi z . W tej samej pracy grupa paryska przedstawiła także przykład kryształu trójwymiarowego o strukturze tetraedrycznej. W paryskim układzie doświadczalnym, stosując odpowiednie natężenia fal, można wyeliminować ciśnienie promieniowania jedynie w centrum układu, w obszarze o rozmiarach rzędu jednej długości fali optycznej. Pozostają jednak mikroskopijne wiry ciśnienia promieniowania, których rola w procesie krystalizacji nie została dotychczas poznana.

Obserwacje drgań kwantowych

Drgania atomów wokół położenia równowagi można obserwować metodami spektroskopowymi, na przykład metodą spektroskopii transmisyjnej [3,5-8]. W tym celu przez badany ośrodek przepuszcza się sondującą wiązkę światła i bada zależność jej natężenia po przejściu przez ośrodek od jej częstości. Interferencja fali sondującej z polem tworzącym sieć wytwarza zaburzenie potencjału pułapkowego, które oscyluje z częstością $\Delta\nu$ równą różnicy częstości fali sondującej i fal

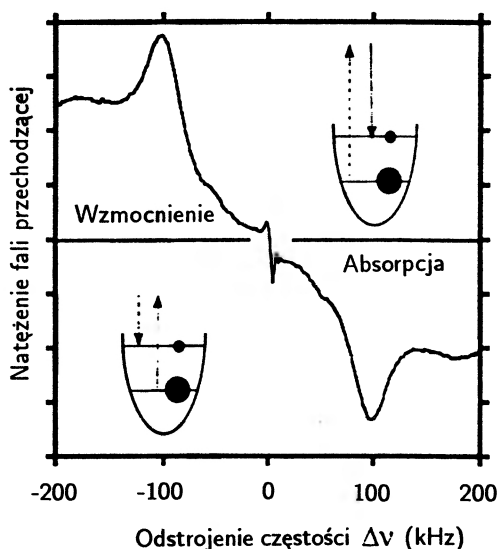


Rys. 1. Centrowana przestrzennie kubiczna sieć kryształu optycznego. Atomy są chwytywane w studnie potencjału indukowane działaniem światła, zlokalizowane w miejscach oznaczonych czarnymi punktami. Opis drgań atomów wokół położenia równowagi wymaga podejścia kwantowego. Fragment sieci pokazany na rysunku ma rozmiar jednej długości fali ($\lambda = 780 \text{ nm}$)

sieci $\nu_{\text{sonda}} - \nu_{\text{sieć}}$. Gdy to zależne od czasu zaburzenie spełnia warunek rezonansu, tzn. gdy $\Delta\nu$ jest równe różnicy energii $h\nu_{\text{osc}}$ jakichś dwóch stanów oscylacyjnych, może nastąpić dwufotonowe przejście atomu z jednego stanu oscylacyjnego do drugiego, czyli przejście ramanowskie. Przejścia ramanowskie mogą przebiegać w obydwie strony. Ponieważ jednak obsadzenie termiczne stanu niższego jest większe, praktycznie obserwuje się tylko przejścia z poziomu niższego na poziom wyższy. Fala odstrojona o $\Delta\nu = +\nu_{\text{osc}}$ zostanie przy tym osłabiona, natomiast fala odstrojona o $\Delta\nu = -\nu_{\text{osc}}$ ulegnie wzmocnieniu. Szerokość spektralna linii rezonansowej jest zdeterminowana czasami życia poziomów biorących udział w przejściu, a więc czasem pompowania optycznego. Ten czas jest tu znacznie dłuższy niż w przypadku atomu swobodnego z uwagi na silną lokalizację atomów (zwięźlenie Lamba-Dickego). Spektroskopowe obserwacje fluorescencji w jednowymiarowych kryształach optycznych były prowadzone przez grupę badaczy amerykańskich [9].

Widmo transmisyjne kryształu optycznego o sieci kubicznej centrowanej przestrzennie i uporządkowanych spinach (patrz rys. 1) zostało pokazane na rys. 2 [6]. Przy odstrojeniu $\pm 100 \text{ kHz}$ daje się zauważyć odpowiednio minimum i maksimum transmitowanego sygnału sondującego, pochodzące głównie od przejść ramanowskich pomiędzy podstawowym i pierwszym wzbudzonym stanem oscylacyjnym. Udział przejść pomiędzy wyższymi poziomami oscylacyjnymi jest bardzo mały z uwagi na ich znikome obsadzenie w temperaturach typowych dla opisywanych eksperymentów ($kT < 100 \text{ kHz}$). Następną parę rezonansów pojawia się przy $\pm 185 \text{ kHz}$ i odpowiada przejściom do drugiego oscylacyjnego stanu wzbudzonego. Załamania krzywej w centrum (w okolicy zera na osi częstości) pochodzi od rozpraszania Bragga. Chodzi tu o procesy rozpraszania do wiązki sondującej kwantów światła tworzącej sieć pułapek. Rozważania teoretyczne pokazują, że

efekt ten jest związany z obecnością periodycznej magnetyzacji atomów.



Rys. 2. Widmo transmisyjne kubicznego kryształu optycznego centrowanego przestrzennie. Wzmocnienie sygnału sondującego może dochodzić do kilkudziesięciu procent. Schematycznie pokazane zostały przejścia ramanowskie pomiędzy stanami oscylacyjnymi atomu odpowiedzialne za rezonans w pobliżu ± 100 kHz. Linie przerywane oznaczają pole fali sondującej, linie ciągłe odnoszą się do pola optycznego tworzącego pułapki. Czarne punkty symbolizują obsadzenie poszczególnych poziomów oscylacyjnych

Widma, takie jak pokazane na rys. 2, jednoznacznie wskazują na kwantowy charakter ruchu atomów w kryształach optycznych. W typowej temperaturze $4 \mu\text{K}$ przeważająca część atomów znajduje się w stanie podstawowym ruchu drgającego. Średnia nieoznaczoność położenia takiego atomu jest mniej więcej 350 razy większa niż analogiczna nieoznaczoność dla atomu w ciele stałym, oraz ok. 15 razy mniejsza od długości fali optycznej. Czytelnik mógłby zapytać, czy w analogii do doświadczeń ze schwytanymi jonami [10], nie dałoby się sfotografować poszczególnych atomów kryształu optycznego.¹ Sprawa jest tu jednak istotnie trudniejsza, ponieważ typowy czas przebywania atomu w danym węzle sieci nie przekracza części milisekundy.

Bez wątpienia, kryształy optyczne są dla badań podstawowych obiektem kwantowym jedynym w swoim rodzaju. Bardzo ciekawym aspektem są np. zjawiska związane ze statystyką kwantową. Równie interesująca jest sprawa oddziały-

¹ Patrz artykuł H. Walthera, *PF* 44, 259 (1993) – przyp. Red.

wań między atomami. W dotychczas wytworzonych kryształach optycznych obsadzony jest zaledwie co pięćdziesiąty węzeł. Tak więc jednym z ważnych zadań do rozwiązania w najbliższej przyszłości będzie zwiększenie koncentracji atomów. W dalszej perspektywie znajdują się możliwości zastosowań technicznych w procesie litografii do wytwarzania struktur uporządkowanych o skrajnie małych rozmiarach [11]. Z całą pewnością czeka nas w przyszłości wiele interesujących doświadczeń, których przedmiotem badania będzie ta szczególna postać materii.

Tłumaczył z niemieckiego

Aleksander Błędowski

Instytut Fizyki PAN

Warszawa

Literatura

- [1] R. Frisch, *Z. Phys.* **86**, 42 (1933).
- [2] V.S. Letokhov, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **7**, 348 (1968).
- [3] P. Verkerk i in., *Phys. Rev. Lett.* **68**, 3864 (1992).
- [4] A. Hemmerich, T. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 1492 (1992).
- [5] A. Hemmerich, T. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 410 (1993).
- [6] A. Hemmerich, T. Hänsch, *Fundamentals of Quantum Optics III*, red. F. Ehlotzky, Lecture Notes in Physics, Springer Verlag, będzie opublikowane.
- [7] A. Hemmerich i in., *Europhys. Lett.* **22**, 89 (1993).
- [8] G. Grynberg i in., *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2249 (1993).
- [9] P. Jessen i in., *Phys. Rev. Lett.* **69**, 49 (1992).
- [10] R. Blümel i in., *Nature* **334**, 309 (1988); F. Dietrich i in., *Phys. Bl.* **44**, nr 1, 12 (1988); G. Birkel i in., *Phys. Bl.* **48**, nr 5, 359 (1992).
- [11] G. Timp i in., *Phys. Rev. Lett.* **69**, 1636 (1992).

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

Srebrny jubileusz EGAS-u

W dniach 13-16 lipca 1993 r. w Caen (Francja) zaszło ważne wydarzenie dla historii europejskiej spektroskopii atomowej. Odbyla się mianowicie doroczna, 25-ta już z kolei konferencja naukowa Europejskiej Grupy Spektroskopii Atomowej (European Group for Atomic Spectroscopy, EGAS). Zrzeszenie to, działające pod auspicjami Europejskiego Towarzystwa Fizycznego, powołano w 1968 r. właśnie w Caen. Okazję ku temu stanowiła konferencja Francuskiego Towarzystwa Fizycznego poświęcona fizyce atomowej. Ową konferencję z 1968 r. traktuje się jako „zerową” konferencję EGAS-u.

Na program naukowy 25-tej konferencji EGAS-u składało się 11 wykładów plenarnych oraz ponad 200 doniesień, z których większość przedstawiono w ramach sesji plakatowych. Węzłowymi zagadnieniami konferencji były: pułapkowanie wysoko wzbudzonych jonów, widma atomowe (teoria i eksperyment), stany rydbergowskie, wzbudzanie wewnątrzpowłokowe, plazma (nisko- i wysokotemperaturowa), spowalnianie optyczne atomów oraz tematy pokrewne.

Wszystkie wykłady plenarne stały na bardzo dobrym poziomie. N. Grevesse (Liège, Belgia) podkreślił wagę wyników badań spektroskopowych dla astrofizyki. Współpraca na tym polu pozwala na szczegółową analizę widm Słońca i innych gwiazd, a przez to na określenie składu chemicznego tych ciał niebieskich.

Bliskość akceleratora ciężkich jonów GANIL (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds), znajdującego się właśnie w Caen, wpłynęła na zwrócenie większej uwagi na fizykę atomów o wysokim stopniu jonizacji. Wykłady o tej tematyce wygłosili P. Møller (Darmstadt, Niemcy), który mówił o przejściach rentgenowskich w ciężkich jonach wodoru- i helopodobnych, takich jak U^{90+} i U^{91+} , oraz N. Stolterfoht (Caen i Berlin), który dokonał przeglądu osiągnięć w dziedzinie spektroskopii elektronów Augera otrzymywanych w wyniku zderzeń wieloładunkowych jonów z atomami.

Podczas konferencji podkreślono także znaczenie postępu technologicznego, który umożliwił prowadzenie badań spektroskopowych, o jakich trudno byłoby marzyć jeszcze parę lat temu. L.A. Shmaenok (St. Petersburg, Rosja) omówił osiągnięcia w technologii otrzymywania wielowarstwowych zwierciadeł o bardzo wysokim współczynniku odbicia w zakresie miękkiego promieniowania rentgenowskiego. G. Tino (Neapol, Włochy) wskazał na ogromny postęp w dziedzinie zastosowań laserów diodowych w spektroskopii atomowej i molekularnej.

Większość wykładów oraz znaczna liczba doniesień dotyczyła dziedzin, na których rozwój w znacznej mierze wpłynął postęp technik laserowych. A. Brillat (Orsay, Francja) opisał budowany w kooperacji francusko-włoskiej interferometr do wykrywania fal grawitacyjnych VIRGO. Na audytorium ogromne wrażenie zrobiło następujące wyzwanie techniczne: w jednym z ramion interferometru ma być możliwe wykrycie względnej

zmiany długości rzędu 10^{-21} ! Interesujący był także aspekt laserowy przedstawionego projektu. P. Camus (także z Orsay) pokazał w jaki sposób można otrzymać „na zamówienie” atomy w stanach bardzo wysoko wzbudzonych stosując metody laserowe. Podczas wykładu podał przykład atomów ziem alkalicznych o dwóch bardzo wysoko wzbudzonych elektronach, które orbitują w dużej odległości od rdzenia. Takie doświadczenia pozwalają na obserwację interesujących efektów korelacyjnych pomiędzy tymi dwoma elektronami. G. Rempe (Konstancja, Niemcy) pokazał jak radykalnie różnią się własności atomu promieniującego we wnęce optycznej o bardzo dużym współczynniku dobroci od własności atomu promieniującego w swobodnej przestrzeni.

Znaczne zainteresowanie wzbudziły prace dotyczące jonów i atomów chłodzonych laserem (najczęściej spułapkowanych). Uzyskane w nich temperatury rzędu dziesiątych części mikrokelwina umożliwiają wykonanie wielu interesujących doświadczeń. Ciekawe wykłady o tej tematyce wygłosili H. Walther (Garching, Niemcy) i C. Salomon (Paryż, Francja). U. Eichmann przedstawił doniesienie grupy z Boulder (Colorado, USA) o pierwszej obserwacji efektów interferencyjnych w świetle rozproszonym na dwóch spułapkowanych atomach w liniowej pułapce Paula. Został w ten sposób powtórzony historyczny eksperyment Younga, w którym dwie szczeliny zastąpiono dwoma będącymi prawie w spoczynku atomami!

Jedną z sesji konferencji poświęcono pamięci prof. B. Edlena (Lund, Szwecja), który zmarł w lutym 1993 r. Na sesji rocznicowej, historię pierwszych 25 lat EGAS-u przedstawił w sposób niekonwencjonalny, z dużą dozą angielskiego humoru, prof. D.N. Stacey (Oksford, Wlk. Brytania) – jedna z najbardziej popularnych postaci w zrzeczeniu.

W programie konferencji przewidziano także zwiedzenie akceleratora GANIL. Ponadto odbyło się zebranie plenarne EGAS-u, a w ramach programu turystycznego zorganizowano wycieczki do Bayeux i do osady rybackiej Port en Bessin. Odbyło się również przyjęcie uczestników konferencji przez mera miasta w pięknie odrestaurowanym ratuszu, a dla osób towarzyszących przewidziano bardzo interesujący program turystyczny. Urządzono także tradycyjną, uroczystą kolację. Zgodnie z przyjętym obyczajem, w czasie jej trwania odbyły się wokalne występy folklorystyczne w wykonaniu poszczególnych ekip, tradycyjnie organizowane przez D. Staceya. Grupa polska wypadła w nich z reguły raczej żałośnie (z powodu chronicznego braku umiejętności), ale tym razem spisała się całkiem nieźle, przede wszystkim dzięki zespołowi poznańskiemu. W przeddzień konferencji zorganizowano przyjęcie powitalne, które w istocie było znakomitą kolacją. Wszystko to rozplanowano starannie (też zgodnie z EGAS-owską tradycją szanowania cennego czasu) w ciągu czterech dni. Na nadmiar wolnych chwil i tym razem nikt nie mógł narzekać. Jak zwykle, zabrakło go również na ewentualne luźniejsze rozmowy.

Zgodnie z tradycją konferencji EGAS-u, organizatorzy postarali się o zminimalizowanie kosztów uczestnictwa. Dzięki temu w konferencji mogło wziąć udział i przedstawić swój dorobek naukowy na forum międzynarodowym wielu magistrantów i początkujących asystentów. Każdy z obecnych mógł znaleźć zakwaterowanie w domach akademickich przyległych do budynków Uniwersytetu w Caen, gdzie odbywały się sesje. Z tego typu zakwaterowania skorzystała ponad połowa uczestników.

Aby umożliwić uczestnictwo fizykom z Europy Wschodniej, przyznano znaczną liczbę grantów. Dodatkową formą pomocy było wynajęcie autobusu na trasie Warszawa-Caen-Warszawa z możliwością stosunkowo taniego przejazdu. W ogólnej statystyce, na 264

osoby biorące udział w konferencji, 68 osób przybyło z Europy Środkowej i Wschodniej, w tym 30 z Polski.

Konferencje naukowe EGAS-u odbywają się corocznie w różnych krajach Europy. W tych ramach zwołuje się również co cztery lata, począwszy od konferencji w Heidelbergu w 1981 r., europejską konferencję poświęconą fizyce atomowej i cząsteczkowej (European Conference on Atomic and Molecular Physics, ECAMP). Ostatnią konferencją EGAS-u zorganizowaną w Polsce była konferencja EGAS '91 w Toruniu w lipcu 1991 r. Kolejna konferencja EGAS-u odbędzie się w 1994 r. w Barcelonie (Hiszpania).

Miejscem obrad obecnej konferencji była niedawno zbudowana wielka sala audytorijna („Amphithéâtre 2000”) i inne pomieszczenia Uniwersytetu w Caen. Uniwersytet ten jest jednym z uniwersytetów licznie powołanych w piętnastowiecznej Europie. Akt jego erekcji podpisał w 1432 r. Henryk VI, król Anglii. Obecny symbol Uniwersytetu, Feniks w płomieniach zrywający się do lotu, wiąże się z najnowszą historią uczelni. W trakcie inwazji wojsk sojuszniczych w 1944 r. Caen było intensywnie bombardowane przez lotnictwo alianckie i uległo praktycznie całkowitemu zniszczeniu. W rezultacie tych bombardowań został również kompletnie zburzony dawny uniwersytet. Do jego odbudowy przystąpiono bezpośrednio po zakończeniu drugiej wojny światowej. Większość obiektów nowego uniwersytetu zlokalizowano w pięknie zaprojektowanym kompleksie gmachów w pobliżu ruin rozległego średniowiecznego zamku Wilhelma Zdobywcy. Budowę nowego uniwersytetu zakończono w 1957 r. Zbudowany w tamtych latach zespół gmachów cechuje duża funkcjonalność, nowoczesna elegancja i swoisty wdzięk. To samo można zresztą powiedzieć o odbudowanym mieście.

Na miarę stosunków zachodnich Uniwersytet w Caen jest średniej wielkości uczelnią. Realizuje się tu pełne studia akademickie na kilkudziesięciu kierunkach, a ponadto prowadzi studia podyplomowe, doktoranckie i inne formy kształcenia. W roku akad. 1992/93 na Uniwersytecie w Caen (łącznie z filiami) kształciło się 22.5 tys. studentów. Zatrudniano w tym czasie na tej uczelni ogółem ok. 1600 osób, w tym ok. 1000 nauczycieli akademickich.

Organizacja konferencji EGAS '93 była bez zarzutu. Było to niewątpliwie zasługą prof. Daniela Leclera, *spiritus movens* tej imprezy, jak i pozostałych członków dziewięcioosobowego komitetu organizacyjnego. Rolę ducha opiekuńczego polskiej grupy pełniła z gracją i wielkim zaangażowaniem wywodząca się z ośrodka krakowskiego Helena Kucal, obecnie profesor w Laboratorium Spektroskopii Atomowej Uniwersytetu w Caen.

Teksty wykładów plenarnych, wygłoszonych na 25-tej konferencji EGAS-u, zostaną opublikowane w zeszycie specjalnym (topical issue) *Physica Scripta*.

Jerzy Dembczyński i Arleta Stachowska

Instytut Fizyki PP
Poznań

Henryk Z. Wrembel

Instytut Fizyki WSP
Słupsk

XVI Kongres ICO

W dniach 9-13 sierpnia 1993 r. odbył się w Budapeszcie XVI Kongres Międzynarodowej Komisji Optyki (ICO). Konferencja, na którą zamówiono 30 wykładów i przyjęto ponad 450 komunikatów, była bez wątpienia najważniejszym wydarzeniem dla środowiska optycznego w 1993 r. Organizacją Kongresu spoczywała na ICO oraz Węgierskim Towarzystwie Techniki Optycznej, Akustycznej i Filmowej (OPAKFI), którym wydatnego wsparcia udzieliły Amerykańskie Towarzystwo Optyczne (OSA), Europejskie Towarzystwo Optyczne (EOS), Międzynarodowa Unia Fizyki Czystej i Stosowanej (IUPAP), Węgierski Państwowy Komitet Rozwoju Technicznego (OMFB) oraz Międzynarodowe Towarzystwo Inżynierii Optycznej (SPIE), które m.in. wydało materiały konferencyjne w postaci oddzielnego tomu swych wydawnictw (*Proceedings of the SPIE*, tom 1983). Przewodniczącym Komitetu Organizacyjnego był dr G. Lupkovics, a Komitetu Programowego prof. N. Kroó. Polskimi członkami Komitetu Programowego byli prof. T. Szoplik (Uniwersytet Warszawski) oraz dr M. Zajac (Politechnika Wrocławska).

Kongres odbywał się pod hasłem „Optyka kluczem do zaawansowanych technologii” („Optics as a Key to High Technology”). Tematyka była bardzo szeroka – wykłady, nie licząc sesji plakatowych, odbywały się jednocześnie w trzech znakomicie przygotowanych salach budapeszteńskiego Centrum Kongresowego. Wśród sesji można było znaleźć następujące tematy: optyka fizyczna, optyka kwantowa, optyka statystyczna, optyka nieliniowa, optyka zintegrowana, optyka cienkich warstw, optyczne układy obrazujące, dyfrakcyjne elementy optyczne, holografia, struktury periodyczne, zastosowania optyki w biofizyce i medycynie, fizjologia widzenia, optyka astronomiczna, optyczne przetwarzanie informacji, zastosowania przemysłowe, stany nieklasyczne, lasery, przetwarzanie obrazów, sensory, połączenia optyczne, optyka adaptacyjna, testowanie i metrologia oraz interferometria.

Niezwykle interesujące i różnorodne okazały się referaty plenarne i zamówione w sekcjach. Tradycyjnie już jeden z nich, wygłoszony przez F.D. Machetto z USA, dotyczył Kosmicznego Teleskopu Hubble’a. Innym niezwykle interesującym referatem był wygłoszony przez twórcę hologramu tęczowego S.A. Bentona referat „Trójwymiarowe obrazy holograficzne generowane na komputerze w czasie rzeczywistym”. Wspomnieć należy także o referatach S.M. Barneta – „Faza w optyce kwantowej”, A. Hasegawy – „Optyczne solitony w światłowodach”, H. Rajbenbacha – „Fotorefrakcyjna optyka nieliniowa i jej zastosowania”, P. Hariharana – „Faza geometryczna w optyce; granice klasyczna i kwantowa”, B. Wilhelmiego – „System optyczny z dużą rozdzielczością przestrzenną i czasową”, F.B. McCormicka – „Połączenia i komputery optyczne w swobodnej przestrzeni”, M. Martinielli – „Interferometryczne detektory światłowodowe”, H.A. Macleoda – „Projektowanie cienkich warstw”, H.H. Arsenaulta – „Najnowsze osiągnięcia w niezmienniczym rozpoznawaniu obrazów”, J.M. Beckersa – „Obrazowanie obiektów astronomicznych przez elementy czynne i adaptacyjne”. Z Polski, prócz kilku komunikatów przedstawionych na sesjach plakatowych, J. Mańdziuk w ramach sekcji „Optyka informacyjna” wygłosił referat „Różnicowe rozpoznawanie wzorców sieci neuronową”.

W trakcie Kongresu odbyło się walne zebranie delegatów państw członkowskich ICO. Wybrano nowe władze ICO na najbliższe trzy lata w składzie: przewodnicząca – A. Con-

sortini (Włochy), były przewodniczący – J.C. Dainty (Wlk. Brytania), sekretarz – P. Chavel (Francja), skarbnik – R.R. Shannon (USA), wiceprzewodniczący: T. Asakura (Japonia), K. Chałasińska-Macukow (Polska), S.S. Lee (Korea), F. Merkle (Niemcy), G.G. Mu (Chiny), G.T. Sincerbox (USA), C.H.F. Velzel (Holandia), M.J. Yzuel (Hiszpania). Podczas obrad ustanowiono nagrodę „Medal Galileusza” („Galileo Galilei Medal”), który przyznawany będzie za znaczące wyniki badawcze w dziedzinie optyki osiągnięte w trudnych warunkach, w szczególności w rejonach o niewystarczającej infrastrukturze naukowej.

Imprezą satelitarną, która rozpoczęła się zaraz po zakończeniu Kongresu była zorganizowana w dniach 16-19 sierpnia 1993 r. w Pecs konferencja „Education and Training in Optics”.

Podczas walnego zebrania zdecydowano, że kolejny kongres (ICO-17) odbędzie się w dniach 18-24 sierpnia 1996 r. w Taejon (Korea) pod hasłem: „Optics for Science and New Technology”.

Tomasz Cichocki

Institut Geofizyki UW
Warszawa

Quantum Optics III

W dniach od 3 do 9 września 1993 r. odbyła się w Szczyrku międzynarodowa konferencja Quantum Optics III. Zorganizowana ona została przez środowisko optyczne z Instytutu Fizyki PAN i z Centrum Fizyki Teoretycznej PAN. Poprzednie dwie konferencje odbyły się w Ustroniu w latach 1985 i 1989 i też organizowane były przez Polską Akademię Nauk.

Konferencję Quantum Optics III zdecydowanie wyróżnia, w porównaniu z poprzednimi, imponujący wzrost liczby uczestników (co ze względów technicznych spowodowało przeniesienie konferencji z Ustronia do większego domu wypoczynkowego „Klimczok” w Szczyrku). W konferencji uczestniczyło blisko 150 osób, z tego prawie połowa przyjechała z zagranicy. Zagraniczni goście reprezentowali prawie wszystkie kraje europejskie oraz USA i Izrael. Wygłoszono 30 wykładów na zaproszenie, z tego 12 – uczestnicy z USA, 8 z Niemiec, 4 z Polski, 3 z Francji, 2 z Rosji i 1 z Finlandii. Podczas dwóch wieczornych sesji plakatowych przedstawiono blisko 100 prac. Ze względu na udział w konferencji czołowych specjalistów, wykłady plenarne oraz sesje plakatowe stanowiły doskonały przegląd aktualnych nurtów badawczych współczesnej optyki kwantowej. W szczególności wykłady czołowych specjalistów zaproszonych z wiodących ośrodków na świecie, takich jak np. AT&T, Harvard Univ., Univ. of Rochester, Max Planck Institut für Quantenoptik, JILA czy Saclay, były bardzo aktualne i były przedstawione na bardzo dobrym poziomie naukowym.

Z całą pewnością, najważniejsze nurty współczesnej optyki kwantowej zostały na tej konferencji przedstawione na wykładach plenarnych lub podczas sesji plakatowych.

Tradycyjnie dla tej serii konferencji, bardzo silnie reprezentowane były kierunki związane z teoretycznymi aspektami optyki kwantowej. Mniejszą liczbę wykładów czysto

doświadczalnych równoważył za to kaliber wykładowców, takich jak np. H. Walther z Instytutu Maxa Plancka.

Tak jak w poprzednich konferencjach, znacząca część wykładów dotyczyła oddziaływania atomów z bardzo silnymi impulsami laserowymi. Wykładowcy (Agostini, Freeman, Lambropoulos, Eberly, Maquet, Iwanow, Fedorow, Faisal, Rzążewski, Lompré, Koch, Clark) przedstawili aktualny stan badań dotyczący jonizacji powyżej progu, supersilnych pól, metod numerycznych dla zależnego od czasu równania Schrödingera, pakietów falowych czy korelacji w układach wielociałowych.

W wykładach Walthera, Bigelowa, Schleicha, Paula, Białynickiego-Biruli, Stenholma, Lewensteina, Glaubera, Haakego, Wódkiewicza omówione były tak aktualne zagadnienia i doświadczenia jak eliminacja emisji spontanicznej w maserze rydbergowskim, laserowe chłodzenie, operacyjne definicje fazy w optyce kwantowej, funkcje falowe fotonu, kolektywne zjawiska w laserze, możliwości kondensacji Bosego-Einsteina, oraz półklasyczne metody dla układów z wieloma stopniami swobody, czy kwantowe korelacje w procesach optycznych.

Nie zabrakło też optyki nieliniowej (Boyd, Malcuit, Krasiński, Khoo, Träger) czy spektroskopii (Kluge, Kolwas) z różnymi, bardzo interesującymi zastosowaniami, począwszy od nieliniowych wzmacniaczy kwantowych, nieliniowych struktur periodycznych, optycznych izolatorów, a kończąc na badaniach nieliniowych zjawisk na powierzchniach czy w sodowych klasterach. W wykładzie Raymera omówione były doświadczenia otwierające fascynujące perspektywy bezpośredniego pomiaru fazowych funkcji Wignera pola elektromagnetycznego za pomocą detekcji tomograficznej.

Materiały konferencji zostały już opublikowane w *Acta Physica Polonica A* 86, nr 1-2 (1994).

Dzięki bardzo intensywnej pracy komitetu organizacyjnego pod kierownictwem Jana Mostowskiego, konferencja była zorganizowana i przeprowadzona wzorowo. Sale wykładowe były przestronne i bardzo dobrze nagłośnione, biuro konferencji działało znakomicie. W sumie dzięki wysiłkowi organizatorów konferencji, atmosfera podczas sesji naukowych i spotkań towarzyskich była w czasie trwania całej konferencji doskonała, co skutecznie zmniejszało raczej średnie wrażenie ze stanu technicznego samego domu wypoczynkowego „Klimczok”.

Krzysztof Wódkiewicz

Instytut Fizyki Teoretycznej UW
Warszawa

RECENZJE

Wolfgang Demtröder: **Spektroskopia laserowa**

tłum. z jeż. angielskiego Bogusław Bieniak, Małgorzata Głódź,

Włodzimierz Komar i Mirosław Łukaszewski, PWN, Warszawa 1993, s. 667

Spektroskopia laserowa jest dziedziną, która swoje powstanie i rozwój zawdzięcza wynalezieniu przestrajalnych w szerokim zakresie laserów. To właśnie przestrajalne lasery umożliwiły badanie niesłychanie ciekawych zjawisk, często wykraczających poza tradycyjne dyscypliny fizyczne. Powstały nowe kierunki badań podstawowych i rozwinęły się liczne zastosowania, z których spektroskopia laserowa była jednym z najbardziej naturalnych ze względu na monochromatyczność i przestrajalność promieniowania. Angielskie wydanie książki Wolfganga Demtrödera, której polski przekład został niedawno wydany przez PWN, ukazało się (w Springer-Verlag) w 1981 r. Pierwsza, znacznie uboższa wersja tej książki powstała na początku lat 70-tych i była wydana po niemiecku. Okres od pierwszego, niemieckiego, do angielskiego wydania to okres burzliwego rozwoju fizyki i techniki laserów, i oczywiście także spektroskopii laserowej. Fakt, że Autor jest jednym z pionierów tej dyscypliny sprawił, że książka przekazuje podstawy i subtelności tej spektroskopii „z pierwszej ręki”.

Często zdarza się, że monografie dotyczące szybko rozwijających się kierunków stają się nieaktualne w krótkim czasie po napisaniu. Można się było więc obawiać, że to samo spotka książkę Demtrödera. Po 12 latach od jej wydania okazało się jednak, że przeszła próbę czasu zdumiewająco dobrze. Złożyło się na to kilka przyczyn. Po pierwsze, Autor wybrał metody spektroskopii laserowej, które już podczas pisania książki były uznanymi standardami i nie okazały się tylko przelotnymi nowinkami. Po drugie, książka Demtrödera nie ogranicza się jedynie do opisu technik i metod laserowych, ale zawiera bardzo obszerne i ogólne wprowadzenie do fizycznych podstaw spektroskopii, a te nie dezaktualizują się szybko. Ostatnim wreszcie powodem, dla którego polskie wydanie zachowuje aktualność, jest szereg uzupełnień dokonanych przez Autora. Uzupełnienia te, których nie było w oryginale, przynoszą polskiemu czytelnikowi wiadomości z tak ważnych i atrakcyjnych dziedzin jak spektroskopia pojedynczych jonów oraz, wykraczając już poza spektroskopię, zagadnienia masera jednoatomowego czy statystyki pól fotonowych. Polskiemu Wydawcy jak i Tłumaczom – Bogusławowi Bieniakowi, Małgorzacie Głódź, Włodzimierzowi Komarowi i Mirosławowi Łukaszewskiemu – których inicjatywie to uzupełnienie zawdzięczamy, należy się duże uznanie. Mimo tych starań, zabrakło w *Spektroskopii laserowej* informacji o kilku najnowszych dziedzinach. Dotyczy to zwłaszcza metod wykorzystujących lasery półprzewodnikowe, a w szczególności niezwykle atrakcyjne dla spektroskopii lasery typu GaAlAs i InGaAsP. Brak też opisu najnowszych metod generacji ultrakrótkich (fs) impulsów świetlnych.

O ile sam fakt uzupełnienia książki nową tematyką zasługuje na pochwałę, o tyle

ocena tych dodatkowych fragmentów jest mniej entuzjastyczna. Są one bowiem napisane bardzo powierzchownie i bez tego osobistego zaangażowania Autora, które wyraźnie podnosiło walory wcześniejszych rozdziałów książki. Zdaniem recenzenta, fascynująca skądinąd problematyka atomu we wnętrze rezonansowej (maser jednoatomowy) nie pasuje do książki tego typu i bardziej celowe byłoby zamieszczenie, zamiast tego paragrafu, informacji o laserach diodowych czy technice impulsów femtosekundowych.

Oceniając pracę Tłumaczy nie można zapominać o tym, że ich zadanie było szczególnie trudne, bowiem wiele haseł spektroskopii laserowej nie ma ogólnie przyjętych polskich terminów. Wycucie proporcji między prostym przejęciem zaakceptowanych już obcych wyrażeń a szukaniem polskich odpowiedników wymaga dobrego słuchu językowego i decyduje o tym czy tłumaczenie będzie komunikatywne i dobre stylistycznie, czy też wpadnie w jedną ze skrajności jakimi z jednej strony jest żargon, a z drugiej przesadny puryzm. W fizyce laserowej jest szereg takich słów-pułapek, jak np. „hole burning” czy „dip Lamba”. Recenzent z dużą przyjemnością zauważył, że zostały one przetłumaczone w naturalny sposób jako wypalanie dziury i dip Lamba (a nie jak w innej nowości PWN jako „wypalanie otworu” i „zagłębienie Lamba” (!)). Trudno w jednolity sposób ocenić jakość przekładu, zbyt duża jest bowiem niejednorodność stylu i różne konwencje, a nawet nierówny poziom tłumaczenia poszczególnych rozdziałów. O ile większa część książki przetłumaczona jest nienagannie, o tyle pięć rozdziałów (spolszczonych przez tę samą osobę) wyraźnie odbiega od poziomu całości. Są tam takie niezręczności stylistyczne jak: „...wprowadza się wiązkę... poszerzoną, aby zmniejszyć poszerzenie...” (472¹), czy „...stosować elementy odsprzęgające, aby uniknąć sprzęgania...” (472⁹). Częste słowo „background” pojawia się wyłącznie jako „podkład” zamiast tła. Na przełomie s. 457 i 458 przetłumaczone zdanie nie ma sensu, a zdanie ze s. 267₂ ma w rzeczywistości sens wręcz odwrotny od tego jak je przetłumaczono. Na s. 538 „longitudinal and transversal relaxation time” pojawił się jako „podłużny i poprzeczny czas relaksacji” (!). Na s. 404 (tab. 8) znalazł się „promienisty czas życia”, a na s. 549 takie zwroty jak „spektroskopia może podjąć problem” i niestety szereg innych podobnych.

Tłumacze nie zawsze uzgadniali między sobą, jakie polskie terminy chcą stosować. Na przykład, o ile na ogół „laser cavity” tłumaczono jako „rezonator lasera”, to w rozdz. 6 i 7 nazywa się go „komorą”. Sporo błędów językowych obciąża korektę, np. odmiana taka jak „dwoma częstościami” (s. 81, 396), czy zwrot „straty nie do zniesienia wielkie” (s. 155). Angielski „drift” to po polsku dryf a nie dryft jak pisano w rozdz. 6.

Powyższe usterki wymieniam z obowiązku recenzenta licząc na to, że w następnych wydaniach będą usunięte. Ich wyszczególnienie nie powinno jednak zaciemniać faktu, że wydano dobrą książkę na dobrym poziomie. Na jej wartość składa się kilka czynników. Otóż, *Spektroskopia laserowa* Demtrödera to dzieło bardzo obszerne i wszechstronne, obejmujące w zasadzie (z drobnymi, wymienionymi powyżej wyjątkami) cały, bardzo bogaty zakres tej spektroskopii. Książka jest też doskonałym przewodnikiem po ogólnych metodach spektroskopii. Bardzo precyzyjnie i szeroko omawia podstawowe kwestie warsztatowe fizyki i spektroskopii atomowej oraz cząsteczkowej. Duża jej część może być też przydatna jako podręcznik dla wszystkich pragnących dokładnie poznać teoretyczne podstawy oddziaływania światła z atomami i cząsteczkami oraz doświadczalne sposoby ich badania. Bardzo dobra jest część poświęcona laserom, obejmująca trzy rozdziały. Dużą zaletą książki jest obszerny wykaz literatury pozwalający dotrzeć do podstawowych w

danej dziedzinie prac oryginalnych, choć niestety, siłą rzeczy nie najnowszych. Dobry jest też skorowidz, co w książce tego typu jest niezwykle ważne, a zdarza się nieczęsto.

Należy też wyraźnie podkreślić, że polski czytelnik otrzymuje dzieło wyraźnie lepsze od sławnego oryginału. Nie wynika to wyłącznie z omówionego już uzupełnienia polskiego wydania ale przede wszystkim z bardzo starannego opracowania książki przez Tłumaczy i PWN. Znacznie lepszy jest druk, bardzo ładna twarda okładka, dobry papier. Dobre na ogół też są ilustracje, choć nie wiadomo dlaczego wszystkie są ręcznie przerysowane, co w kilku przypadkach straszliwie zniekształciło wygląd oryginalnych widm. Bardzo starannie są za to napisane wzory i przeliczenia. Nie tylko nie dostrzegłem żadnych błędów, ale wręcz przeciwnie, z przyjemnością zauważyłem, że wiele błędów oryginału zostało przez Tłumaczy poprawionych. Tłumacze poprawili też pisownię wielu nazwisk w przypisach, choć sporo niestety pozostało jeszcze zniekształconych, jak np. nazwisko laureata Nobla Ramseya ([10.27a, 10.53]).

Tak jak jej wersja oryginalna, wydana przez PWN *Spektroskopia laserowa* Demtrödera będzie z pewnością ważną pozycją w bibliotece każdego, kto ma kontakt z laserami czy spektroskopią.

Wojciech Gawlik

Instytut Fizyki UJ
Kraków

Jerzy Ginter: **Fizyka fal**

PWN, Warszawa 1993, t. I s. 420, t. II s. 268

Fizyka fal jest oryginalnym czteroczęściowym podręcznikiem napisanym dla studentów II r. fizyki Uniwersytetu Warszawskiego i nie tylko. Tytuły poszczególnych części są następujące: (I) Fale w ośrodkach jednorodnych, (II) Fale w ośrodkach niejednorodnych, (III) Promieniowanie i dyfrakcja, (IV) Stany związane. Treść książki jest rozłożona na dwa tomy, odpowiednio 420- i 268-stronicowe.

Nowatorski charakter podręcznika polega na tym, że Autor rozpatruje łącznie różne typy fal – mechaniczne, elektromagnetyczne i fale de Broglie’a. W podręczniku istotną rolę pełnią opisy eksperymentów fizycznych oraz analogie między prostymi modelami mechanicznymi, kiedy to falę można obserwować bezpośrednio, a falami elektromagnetycznymi i falami materii. Opis eksperymentu fizycznego nie jest tylko ilustracją rozważań teoretycznych, lecz stanowi drogę prowadzącą do opisu matematycznego omawianego zjawiska.

W części I podana jest ogólna definicja fali i omawiane jest równanie falowe dla różnych typów fal rozchodzących się w ośrodkach jednorodnych: jedno-, dwu- i trójwymiarowych. Część ta, paradoksalnie, jest najdłuższa. Autor wprowadza w niej bowiem wiele pojęć, z których korzysta w pozostałych częściach. Na przykład w sposób pogłębiony i przemyślany omawia zasadę superpozycji, pojęcie prędkości fazowej i grupowej (na przykładzie fal wzbudzonych w „wiszącym wężu” oraz fal de Broglie’a). Ponadto w części I omawia Autor dualizm korpuskularno-falowy oraz wpływ ruchu źródeł i obserwatorów (efekt Dopplera).

W części II, wychodząc od prostego doświadczenia z falami w układzie dwu połączonych węży gumowych o różnych gęstościach liniowych, omówione jest odbicie fal a następnie zjawisko odbicia i załamania w różnych sytuacjach. Największy nacisk kładzie Autor na oddziaływanie fal elektromagnetycznych z przewodnikami i dielektrykami oraz fal de Broglie'a z materią, co jest szczególnie ważne dla fizyków. W tej części dowiadujemy się np. dlaczego typowe metale są srebrzyste (par. 6.12 i 6.13), czy neutrony „czują” ziemskie pole grawitacyjne (par. 7.4), jak cząstki naładowane przenikają przez barierę potencjału o skończonej szerokości (par. 7.8 – mikroskop tunelowy, par. 7.9 – mikroskop jonowy, par. 7.11 – rozpad α). Kończy się ta część podręcznika pogłębionym opisem zjawiska dwójłomności fal elektromagnetycznych oraz dwójłomności fal de Broglie'a w przypadku cząstek o spinie $1/2$ – zwanej przez Autora dwójłomnością spinową.

Część III podręcznika jest poświęcona źródłom promieniowania fal i zaczyna się wprowadzeniem klasycznego równania falowego ze źródłami i jego rozwiązaniem w przybliżeniu skalarnym. Następnie Autor omawia wyczerpująco dyfrakcję fal skalarnych i elektromagnetycznych w przypadku słabego zaburzenia (przybliżenie Borna) i przybliżenie Huyghensa wyjaśniając Czytelnikowi, kiedy i dlaczego można stosować uproszczony opis zjawiska (... dyfrakcja światła na włosie i metalowym drucie o porównywalnej średnicy przebiega niemal identycznie, ... dyfrakcja fal na wodzie i fal świetlnych na pojedynczej szczelinie przebiega niemal identycznie – co nawet wykorzystuje się w dydaktyce...). Kończy się ta część opisem zachowania się fal w przybliżeniu optyki geometrycznej i omówieniem zasady działania przyrządów optycznych z mikroskopem rentgenowskim i elektronowym łącznie. Brakuje tu jednak tak potrzebnego fizykom doświadczalnym opisu macierzowego biegu promieni „przyosiowych” przez dowolny układ ośrodków odgraniczonych powierzchniami sferycznymi (optyka Gaussa).

Część IV i ostatnia *Fizyki fal* zawiera materiał, który w dotychczas używanych podręcznikach jest podawany przed „falami” jako „drgania”. Tutaj Autor celowo oswaja Czytelnika z istnieniem różnorodnych warunków brzegowych (fale stojące). Następnie omawia fale elektromagnetyczne związane „częściowo” (np. w falowodzie, gdzie mogą się przemieszczać wzdłuż falowodu, ale są związane w pozostałych dwóch wymiarach) i całkowicie (rezonatory). Ukoronowaniem części IV, a zarazem całej książki są rozdziały 15 i 16 – „Stany związane fal de Broglie'a” i „Układy wielocząstkowe”, które stanowią świetny wstęp do fizyki atomu, ciała stałego a nawet fizyki jądrowej.

Sposób wykładu fizyki fal, jaki zastosował prof. Ginter, uważam za wysoce oryginalny (nawet Feynman rozpatrywał różne typy fal oddzielnie) i zarazem bardzo efektywny. Po solidnym bowiem przestudiowaniu tego podręcznika zbędne są wstępy do fizyki atomu, cząsteczki, ciała stałego, jądrowej, cząstek elementarnych, optyki, mechaniki kwantowej, elektrodynamiki itp. Po lekturze tego podręcznika odnosi się wrażenie, że właściwie niemal cała współczesna fizyka – to właśnie fizyka fal. Może w przyszłości uda się również włączyć prof. Ginterowi pozostałe działy fizyki – zjawiska przenoszenia (transportu) i fizykę statystyczną, które to dotychczas autonomiczne działy można by omawiać „językiem falowym”. Przecież mówi się o falach dyfuzji czy cieplnych (np. wnikających do gruntu w cyklu dobowym czy rocznym) spełniających ogólne równanie, którego postać różni się od klasycznego równania falowego tym, że po lewej stronie występuje pierwsza pochodna względem czasu, a nie druga:

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} = \lambda \nabla^2 \Psi.$$

Konsekwencją tego faktu jest to, że droga przebywana przez tego rodzaju „fale” (dyfuzji, ciepła, cząstki Browna) nie jest wprost proporcjonalna do czasu, ale do \sqrt{t} . Zjawiska transportu nadają się więc doskonale do ich opisania w kolejnej części (V) *Fizyki fal*. Myślę, że prof. Ginter znajdzie również sposób na wyłożenie mechaniki statystycznej w opanowanym do perfekcji „języku falowym” w rozszerzonej wersji podręcznika.

Jak zresztą każdy podręcznik nowatorski, również *Fizyka fal* zawiera nieścisłości, czy też drobne błędy i potknięcia stylistyczne, które powinny być stopniowo usuwane i poprawiane w następnych wydaniach. Również niektóre bardziej skomplikowane wyprowadzenia wzorów powinny być zastępowane w miarę możliwości – prostszymi. Sugerowałbym prof. Ginterowi np. sięgnięcie do podręcznika H.H. Skillinga *Fale elektromagnetyczne*, PWN 1961, gdzie można znaleźć znacznie prostszy opis matematyczny promieniowania dipola, czy zachowania się fal w jonosferze (dydaktycznie smaczny to kąsek i ważny w praktyce, ale go brak na stronicach *Fizyki fal*). Co do wspomnianych nieścisłości i drobnych błędów, to jest ich może zbyt wiele aby je szczegółowo przytaczać. Swoją listę prześlę bezpośrednio Autorowi, aby mógł ją wykorzystać przygotowując następne wydanie. Dla ilustracji podaję niżej kilka przykładów.

Tom I:

- 5²: Tytuł części I winien być w liczbie mnogiej, tj. – Fale w ośrodkach jednorodnych.
 103₃: Zamiast całkować „po ograniczeniu tej powierzchni” – byłoby lepiej „wzdłuż konturu ograniczającego tę powierzchnię”.
 104⁵: Czy rzeczywiście dobrym przykładem ilustrującym I prawo Maxwella jest pole wytwarzane przez (pojedynczy) poruszający się ładunek? Chyba znacznie prostszym jest przewodnik z prądem?
 104 (rys.): Nie objaśniona strzałka, która zapewne miała oznaczać wektor prędkości v .
 166 (rys.): Brak numerów elektrod (występują one w tekście).
 166₃: Zamiast „zjawisko emisji zderzeniowej” lepiej byłoby użyć „zjawisko emisji wtórnej”.
 180 (rys. 9.4). Podpis sugeruje, że Compton, a nie promieniowanie, rozprasza się zależnie od substancji, ponadto brak oznaczenia wielkości mierzonej na osi pionowej.
 181 (wzór 9.1). Zbędny jest tam znak minus, nie jest to równanie wektorowe.

Tom II:

- 98₄: Zamiast „rozłożyć pierwszy exponens... na szereg” byłoby poprawniej „rozwinąć pierwszą funkcję wykładniczą w szereg”.
 168¹²: Zamiast „nieskończenie przewodzących” byłoby lepiej „doskonale przewodzących”.
 197¹: Dzisiaj już można skreślić słowa „bez większego znaczenia praktycznego” bowiem dwuwymiarowe kołowe studnie potencjału stały się bardzo ważne praktycznie. Mam tu na myśli świeże odkrycie elektroluminescencji porowatego krzemu (L.T. Canham, *Appl. Phys. Lett.* 57, 146 (1990)), w którym światło jest generowane w wyniku deekscytacji wzbudzonych stanów kwantowych elektronu uwięzionego w studni o wymiarach rzędu $10 \text{ nm}^2 \times 10^2 \text{ nm}$.

Obydwa tomy *Fizyki fal* zostały wydane bardzo starannie: druk na białym papierze wysokiej jakości, okładki miękkie ale lakierowane, szkoda że tytuł na okładce jest trochę za jaskrawy. Znaczna liczba dobrych rysunków i fotografii ułatwia, a nawet uprzyjemnia lekturę tekstu. Na szczególne podkreślenie zasługują piękne rysunki wygenerowane komputerowo przez Gintera-juniora.

W sumie *Fizykę fal* Jerzego Gintera uważam za książkę, która powinna inspirować fizyków w każdym wieku do porządkowania swojej wiedzy oraz kojarzenia ze sobą różnorodnych zjawisk fizycznych. Książka z pewnością będzie stanowić cenną pomoc zarówno dla dydaktyków jak też studentów, studiujących fizykę jako kierunek główny czy też pomocniczy. Recenzowana książka niewątpliwie stanowi sukces dydaktyczny prof. Gintera, dlatego gorąco zachęcam Czytelników *Postępów Fizyki* do zapoznania się z jej treścią.

Stanisław Hałas

Instytut Fizyki UMCS
Lublin

K R O N I K A

Rada EPS

W dniach 25-26 marca 1994 r. odbyło się w Krakowie, w gmachu Wydziału Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego posiedzenie Rady Europejskiego Towarzystwa Fizycznego (EPS). Poprzedziło je w dniu 24 marca zebranie Komitetu Wykonawczego EPS. Spotkania takie odbywają się zgodnie ze statutem Towarzystwa co roku, ale po raz pierwszy odbyło się ono w Polsce.

W posiedzeniu Rady uczestniczyło ok. 60 delegatów reprezentujących 21 narodowych towarzystw fizycznych (na 33 zrzeszone w EPS), indywidualnych członków EPS, struktury merytoryczne Towarzystwa (Oddziały, Sekcje, Grupy) i Komitety Działania. Polskimi uczestnikami obrad byli członkowie Rady EPS – delegaci Polskiego Towarzystwa Fizycznego: prof. J. Niewodniczański, prof. I. Strzałkowski i prof. H. Szymczak; prof. J. Spalek pełniący funkcję przewodniczącego Komitetu Koordynacyjnego Wschód-Zachód i prof. I. Sosnowska zaproszona do udziału w obradach jako obserwator.

Na wstępie posiedzenia prezes PTF, prof. H. Szymczak gorąco powitał wszystkich uczestników, wyrażając radość, że polscy fizycy mogą gościć przedstawicieli fizyków z całej Europy. Następnie prof. J. Niewodniczański, jako prezes Państwowej Agencji Atomistyki, pozdrowił delegatów w imieniu władz i życzył im owocnych obrad.

Porządek obrad, którym przewodniczył prezes EPS, prof. Norbert Kroó (Węgry), zawierał aż 21 punktów, w których dominowały sprawy organizacyjne. Prezes

N. Kroó, sekretarz A. Taroni i skarbnik H. Beck przedstawili w swoich wystąpieniach różne aspekty działalności EPS w 1993 r. Poza sprawami członkowskimi, dotyczącymi ponad 4000 członków indywidualnych i ok. 60 000 członków zrzeszonych w narodowych Towarzystwach, i sprawami finansowymi (w 1993 r. uzyskano dodatni bilans, a wydatki wyniosły ok. 938 000 SFR, w 1994 r. przewiduje się wpływy w wysokości 1 336 000 SFR, a wydatki 1 328 000 SFR), duży nacisk położono na sposób funkcjonowania EPS w sytuacji radykalnych zmian, które zaszły w Europie i poza nią. Szczegółowe sprawozdania złożyły wszystkie oddziały (7), poza Oddziałem Materii Skondensowanej, sekcje (12), grupy międzyoddziałowe (6), grupy robocze (2), komitety działania (3), oraz redaktorzy czasopism EPS (3). W trakcie obrad przyjęto 205 nowych członków indywidualnych i dwóch członków grupowych: Ukraińskie Towarzystwo Fizyczne i Towarzystwo Fizyków Republiki Macedonii. Przyjęto także dwóch członków wspierających: Oracle Corporation UK Ltd. i John Wiley and Sons Ltd.

Ważnym punktem porządku obrad był wybór nowego prezesa EPS, którym został ponownie N. Kroó, oraz członków Komitetu Wykonawczego. Po raz pierwszy wybrano prezesa-elekta. Został nim H. Shopper (CERN), który w czasie tej kadencji pełnić będzie funkcję wiceprezesa. Ponadto do Komitetu Wykonawczego zostali wybrani: A. Taroni (Włochy) – sekretarz, C. Sebenne (Francja) – zastępca sekretarza oraz A.F. Andrejew (Rosja), J.Ph. Ansermet (Szwajcaria), C.M. Ferreira (Portugalia), G.C. Morrison (Wielka Brytania)

i C. Van der Leun (Holandia) – członkowie. Ze względu na inne ważne obowiązki, z pełnienia funkcji zrezygnowali: dotychczasowy skarbnik H. Beck (Szwajcaria) i jego zastępca E. Jakeman (Wielka Brytania). W ich miejsce zostali wybrani: J.L. Lewis (Wielka Brytania) i E. Osnes (Norwegia).

Wśród spraw, którym uczestnicy obrad poświęcili najwięcej uwagi, są następujące zagadnienia:

1. Zmiana struktury organizacyjnej EPS polegająca na tym, że EPS stanie się federacją narodowych towarzystw fizycznych, a członkowie tych towarzystw będą indywidualnymi członkami EPS. Oznacza to znaczne zwiększenie uprawnień członków towarzystw narodowych w ramach EPS, ale jednocześnie wynikają z tego większe niż dotychczas zobowiązania finansowe towarzystw narodowych wobec EPS.

2. Wprowadzenie obowiązującej w całej Europie kwalifikacji zawodowej w fizyce (tytuł „EurPhys”), co powinno umożliwić swobodne zatrudnienie fizyka w dowolnym kraju, przede wszystkim w przemyśle, niezależnie od miejsca, w którym zdobył wykształcenie, a przez to przyczynić się także do wzrostu rangi wyższego wykształcenia w dziedzinie fizyki. Należy dodać, że funkcjonują już w Europie uznane przez władze Unii Europejskiej tytuły zawodowe (np. „EurChem”). W celu nadawania tytułu „EurPhys” przewiduje się stworzenie odpowiedniej struktury organizacyjnej (Komisja Rejestracyjna EPS i Regionalne Komitety Monitorujące), która ma utrzymywać się z opłat wnoszonych przez ubiegających się o ten tytuł.

3. Działalność Europejskiego Programu Wymiany Studentów Fizyki (EMSPS). Liczba uczestniczących w tym programie krajów wzrosła do 28, a instytucji do 149. Ważnym dla programu wydarzeniem było podpisanie ostatnio umowy między prezesem EPS i Fundacją Sorosa, w wyniku któ-

rej Fundacja zobowiązała się do sfinansowania wymiany ok. 40 studentów z Europy Środkowej i Wschodniej w skali rocznej przez co najmniej 2 lata. Polskie uczelnie aktywnie włączyły się w działalność programu, o czym świadczy fakt, że są w czołówce wśród krajów Europy Środkowej i Wschodniej jeśli chodzi o liczbę zgłoszonych do wymiany studentów.

4. Rozwój działalności Międzyoddziałowej Grupy Nauczania Fizyki kierowanej przez prof. C. Ferreirę. W ramach Grupy utworzono Forum ds. Nauczania (przewodniczący prof. G. Tibell ze Szwecji) zajmujące się problemami nauczania fizyki na poziomie szkolnym, które obecnie nawiązują kontakty z narodowymi towarzystwami fizycznymi w celu zwiększenia ich aktywności na tym polu. Wysunięto też propozycję utworzenia Sekcji Nauczania Uniwersyteckiego. W trakcie dyskusji prof. I. Strzałkowski zwrócił uwagę na potrzebę wyodrębnienia w działalności Grupy problemów nauczania fizyki na wyższych uczelniach technicznych ze względu na ich wyraźną specyfikę.

Ze względu na kontrowersje w sprawach wymienionych w punktach 1 i 2, zdecydowano się poddać je głosowaniom sondażowym, w wyniku których ustalono, że przedstawione propozycje mają wprawdzie poparcie większości, ale ich wprowadzenie w życie powinno być rozważne i rozłożone na okres kilku lat.

Bardzo istotną sprawą było uchwalenie zmian w statucie i regulaminie EPS. Uchwalono w sumie 15 poprawek. Najważniejsze z nich związane są ze zmianą struktury organizacyjnej EPS. Dotyczą one przede wszystkim zmian kategorii i uprawnień członków EPS, roli *Europhysics News* oraz sposobu obliczania składki dla członków grupowych EPS. Wśród innych poprawek warto zwrócić uwagę na zapisy, że kadencja prezesa EPS trwa 2 lata, oraz

że każde narodowe towarzystwo ma w Radzie EPS, niezależnie od swojej liczebności, tylko jednego delegata, któremu jednak przysługuje liczba głosów proporcjonalna do liczby członków reprezentowanego przez niego towarzystwa (jeden głos za każdy rozpoczęty 1000 członków).

Na zakończenie obrad ustalono, że następne posiedzenie Rady EPS odbędzie się 24-25 kwietnia 1995 r. w Berlinie.

Po posiedzeniu Komitetu Wykonawczego EPS, dnia 24 marca odbyła się konferencja prasowa, w czasie której na pytania dziennikarzy reprezentujących miejscową prasę, radio i telewizję odpowiadali prezes EPS prof. N. Kroó, prezes PTF prof. H. Szymczak i przewodniczący Oddziału Krakowskiego PTF prof. A. Szytuła. Wskazali oni m.in. na doniosłą rolę fizyki i fizyków w społeczeństwie borykającym się z problemami współczesnej cywilizacji.

Bezpośrednio po konferencji prasowej odbyło się uroczyste konwersatorium Instytutu Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego, na którym prof. N. Kroó wygłosił referat poświęcony historii, strukturze, aktualnej działalności oraz zadaniom i celom EPS. Następnie prof. T.E. Henriksen, prezes Norweskiego Towarzystwa Fizycznego, wygłosił bardzo interesujący wykład „Biofizyka i jej związki z problemami środowiska”, w którym omówił problemy związane z wpływem promieniowania jonizującego na żywe organizmy.

Dnia 25 marca z uczestnikami obrad spotkał się przy lampce wina Jego Magnificencja Rektor Uniwersytetu Jagiellońskiego prof. Aleksander Koj. Spotkanie, które odbyło się w salach Collegium Maius i połączone było ze zwiedzaniem Muzeum Uniwersytetu Jagiellońskiego, wywarło duże wrażenie na wszystkich biorących w nim udział, zarówno ze względu na miejsce jak i osobowość gospodarza.

Organizacją obrad władz EPS w ra-

mach Polskiego Towarzystwa Fizycznego zajmował się Oddział Krakowski. Szczególnie gorące podziękowania należą się przewodniczącemu Oddziału, prof. A. Szytule i dr M. Godlewskiej za doskonale przygotowanie obrad od strony technicznej oraz stworzenie świetnej atmosfery spotkania.

Na zakończenie warto podkreślić, że wszyscy polscy uczestnicy posiedzenia, a w szczególności prof. I. Sosnowska (przewodnicząca Komisji ds. Współpracy z Zagranicą), przeprowadzili wiele rozmów kulturalnych mających na celu ożywienie kontaktów Polskiego Towarzystwa Fizycznego z innymi towarzystwami narodowymi. Rozmawiano także z przedstawicielami władz EPS o ewentualnych problemach finansowych, jakie może napotkać PTF i inne towarzystwa z państw Europy Środkowej i Wschodniej na skutek wprowadzenia w życie uchwalonych zmian struktury EPS.

Ireneusz Strzałkowski

Nagroda Gentnera-Kastlera

Nagrodę Gentnera-Kastlera za rok 1994 otrzymał Michel Davier, profesor Uniwersytetu Paris-Sud w Orsay, za znaczący wkład w fizykę oddziaływań elektroślabych cząstek elementarnych.

Po ukończeniu studiów fizyki w Paryżu, Davier pracował przez 10 lat w Centrum Akceleratora Liniowego w Uniwersytecie Kalifornijskim w Stanford (zajmował się tam m.in. badaniami rozpraszania hadronów i spektroskopią hadronów). W 1975 r. został profesorem Uniwersytetu Paryskiego, kierował udziałem fizyków francuskich w eksperymentach prowadzonych przy akceleratorze w ośrodku DESY w Hamburgu, wnosząc istotny wkład w wyjaśnienie powstawania i rozpadu leptonów tau. Od 1985 r. jest dyrektorem laboratorium akceleratorowego w Orsay. Był jednym z inicjatorów eksperymentów

przy detektorze Aleph (akcelerator LEP w CERN-ie).

Nagrodę tę, upamiętniającą niemieckiego fizyka Wolfganga Gentnera i francuskiego fizyka Alfreda Kastlera, przyznaje na przemian Niemieckie Towarzystwo Fizyczne fizykowi francuskiemu, a w następnym roku Francuskie Towarzystwo Fizyczne – fizykowi niemieckiemu za szczególnie cenny wkład do fizyki.

Phys. Bl. 50, nr 3 (1994)

B. W.

Ile na naukę?

Sejm Rzeczypospolitej Polskiej uchwalił 5 marca 1994 r. ustawę budżetową na 1994 r. Przewidziane w niej wydatki na naukę wynoszą 11 bilionów 660 miliardów 500 milionów złotych. Jest to wzrost w porównaniu z rokiem poprzednim o 30% (o 3% więcej niż zakładana na rok bieżący inflacja). Suma przeznaczona na naukę wynosi jednak tylko 0.573% produktu krajowego brutto.

W czasopiśmie *Nauka i Przyszłość* Małgorzata Kozłowska, podsekretarz stanu w Komitecie Badań Naukowych, omawia podział tych wydatków.

W strukturze wydatków planuje się przeznaczenie z tej sumy ok. 46% na działalność statutową, przy czym zmieniono zasadę obliczania poziomu finansowania tej działalności. Zastosowano formułę obliczania dotacji uwzględniającą koszty prowadzonych badań oraz koszty utrzymania jednostki w powiązaniu z oceną jej poziomu naukowego i aktywności w pozyskiwaniu innych środków. Planowane cele do osiągnięcia to m.in. wzrost wynagrodzeń pracowników sfery nauki (co może przyczyni się do ograniczenia „drenażu mózgow”), i wyrównanie skutków wprowadzenia w 1993 r. podatku od towarów i usług (VAT) w zakresie przychodów w działalności statutowej.

W 1994 r. kontynuowane będzie finansowanie badań własnych szkół wyższych, zakłada się także wyodrębnienie środków na finansowanie specjalnych programów i urzędzeń badawczych (tzw. SPUB). Przewiduje się uruchomienie dofinansowania kosztów utrzymania sieci informacyjnych, jak również zapewnienie możliwości dostępu do komputerów dużej mocy obliczeniowej oraz rozwój infrastruktury informacyjnej nauki. Będą finansowane kontynuowane inwestycje budowlane, przewidziane do zakończenia w najbliższych latach. Realizowane będą 3 inwestycje centralne: Instytut Biochemii i Biofizyki PAN, Centrum Medycyny Doświadczalnej i Klinicznej PAN oraz Instytut Biocybernetyki i Inżynierii Biomedycznej PAN. Nie zakłada się dalszego finansowania przez KBN inwestycji centralnej realizowanej przez Instytut Energii Atomowej w Świerku. Środki na wydatki inwestycyjne stanowią ok. 11% środków na naukę.

Przewiduje się przeznaczenie 21% wszystkich środków na finansowanie projektów badawczych własnych („granty”). W latach 1991-93 rozpatrzono łącznie 5 konkursów na projekty badawcze własne (28 tys. wniosków, z których zakwalifikowano do realizacji 7.4 tys.). W 1994 r. mają być rozstrzygnięte konkursy VI i VII. Na finansowanie projektów VI konkursu przypadnie ok. 370 mld zł, a na VII – ok. 220 mld zł.

Jeśli chodzi o projekty badawcze zamawiane, należy się spodziewać, że ich realizacja powinna się przyczynić do aktywizacji gospodarczej regionów. Odpowiedzialni za wykorzystanie w praktyce wyników są wnioskodawcy (ministrowie i wojewodowie). W 1994 r. zobowiązania finansowe z umów o projekty badawcze zamawiane, zawartych przed 31.12.1993 wyniosą ok. 75 mld zł. W połowie 1994 r. nastąpi rozstrzygnięcie konkursu ofert na wykona-

nie projektów badawczych zamawianych w odniesieniu do 52 tematów projektów ustanowionych przez KBN w 1993 r.

W 1994 r. planuje się zwiększenie wydatków na składki do organizacji międzynarodowych, co wynika ze wzrostu wysokości składek oraz przewidywanej zmiany kursu dewiz. Planuje się również zwiększenie wymiany osobowej w związku z podpisaniem nowych umów międzynarodowych. W 1994 r. będzie przeznaczonych 2.1% wszystkich środków na współpracę naukową i naukowo-techniczną.

W ramach działalności ogólnotechnicznej (DOT) będą zwiększone środki na import czasopism naukowych prowadzony przez Polską Fundację Upowszechniania Nauki, na zakupy oprogramowania dla jednostek sfery nauki, na dofinansowanie kosztów tworzenia i utrzymywania baz danych dostępnych w sieciach. Ze środków DOT nie będzie dofinansowywane wydawanie czasopism naukowych i popularnonaukowych o charakterze branżowym. Czasopisma te mogą być dofinansowywane przez zainteresowane organa administracji państwowej.

W 1994 r. na dofinansowanie DOT przewiduje się 7.4% środków na naukę ogółem.

Nauka i Przyszłość 4, nr 4 (1994)

B. W.

W studziesiątą rocznicę skroplenia składników powietrza

W studziesiątą rocznicę skroplenia składników powietrza przez profesorów Uniwersytetu Jagiellońskiego Karola Olaszewskiego i Zygmunta Wróblewskiego odbyło się w Krakowie dwudniowe (6 i 7 stycznia 1994 r.) sympozjum „Niskie temperatury w chemii i fizyce”.

Organizatorami sympozjum były Wydział Chemii i Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego. Otwarcia w auli Collegium Novum dokonał J.M. Rektor UJ

Aleksander Koj. Wykład inauguracyjny pt. „Uwagi nt. historii skroplenia powietrza” wygłosił prof. Andrzej Hryniewicz. Podczas sesji inauguracyjnej wygłoszono jeszcze 3 wykłady: prof. J. Stankowski i dr Z. Trybuła (Poznań) – „Szkło protonowe”, prof. K. Grotowski (Kraków) – „Urządzenia nadprzewodzące w fizyce jądrowej” oraz prof. W. Suski (Wrocław) – „Związki uranu w niskich temperaturach”.

W trakcie następnych sesji, które odbywały się w Instytucie Chemii UJ i w Instytucie Fizyki UJ, wygłoszono 17 referatów nt. zjawisk zachodzących w niższych temperaturach. Przedstawione na sympozjum prace stanowiły przegląd aktualnych zagadnień, nad którymi pracują obecnie naukowcy w Polsce. Zdecydowanie przeważała problematyka związana z zagadnieniami badań własności kryształów w obszarze niskich temperatur.

Uczestnicy sympozjum zwiedzili również Muzeum Uniwersytetu Jagiellońskiego mieszczące się w Collegium Maius, gdzie m.in. mieli możliwość zapoznania się ze zbiorami muzealnymi przyrządów i aparatury, w tym również aparatury kriogenicznej.

W sesji inauguracyjnej bardzo licznie uczestniczyli uczniowie liceów krakowskich.

Andrzej Szytuła

Jubileusz profesora Antoniego Śliwińskiego

W dniu 15 lutego 1994 r. w Instytucie Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Gdańskiego odbyło się sympozjum naukowe z okazji jubileuszu 65-tej rocznicy urodzin prof. Antoniego Śliwińskiego. Organizatorami sympozjum były: Instytut Fizyki Doświadczalnej UG, Oddział Gdański Polskiego Towarzystwa Fizycznego oraz Oddział Gdański Polskiego Towarzystwa Akustycznego.

Dorobek naukowy Jubilata oraz jego

drogę życiową przedstawił na wstępie prof. J. Ranachowski z Instytutu Podstawowych Problemów Techniki PAN (Warszawa).

Antoni Śliwiński urodził się 15 listopada 1928 r. w Jarocinie (woj. poznańskie). W 1942 r. ukończył szkołę powszechną w Gliniaku k. Mińska Mazowieckiego i w 1947 r. Państwowe Gimnazjum i Liceum dla Dorosłych w Bydgoszczy, zarabiając jednocześnie na własne utrzymanie. W październiku 1947 r. rozpoczął studia na Wydziale Matematyczno-Przyrodniczym (sekcja fizyki) Uniwersytetu Poznańskiego. Stopień magistra filozofii w zakresie fizyki uzyskał w 1952 r. Od lutego 1950 r. rozpoczął pracę naukową w Uniwersytecie Poznańskim, gdzie prawie od początku był pod opieką naukową prof. Marka Kwieka (aż do jego tragicznej śmierci w 1962 r.). Doktoryzował się pod jego kierunkiem w 1960 r. Temat rozprawy dotyczył zagadnień rozchodzenia się fal ultradźwiękowych w ośrodkach bliskich punktu krytycznego, gdzie występują duże fluktuacje parametrów stanu. W 1964 r. uzyskał stopień doktora habilitowanego, również w UAM w Poznaniu, przedstawiając pracę dotyczącą zjawiska ugięcia światła na ultradźwiękach w ośrodkach krytycznych.

W 1970 r. przeniósł się do nowo powstałego Uniwersytetu Gdańskiego, w którym kontynuuje pracę do chwili obecnej. Tutaj, na UG, daje się poznać jako wspaniały organizator nie tylko na polu naukowym. Pełnił wiele odpowiedzialnych funkcji, od kierownika Zakładu, dyrektora Instytutu Fizyki, dziekana Wydziału Mat.-Fiz.-Chem. do prorektora Uniwersytetu (z funkcji tej w połowie kadencji złożył rezygnację protestując przeciwko odwołaniu Rektora UG prof. K. Taylora w 1985 r.). Od samego początku swojej pracy w UG był i jest inicjatorem prac naukowych dużego zespołu pracowników. Był założycielem Środowiskowego Laboratorium

Akustyki i Spektroskopii UG.

Prace Antoniego Śliwińskiego poświęcone są różnym działom i zastosowaniom akustyki. Do najważniejszych można zaliczyć:

- 1) Prace z zakresu akustooptyki. Dotyczą one dyfrakcji światła na wiązkach ultradźwiękowych, ugięcia światła laserowego na fali ultradźwiękowej (efekty nieliniowe), zastosowania interferometrii holograficznej do badania pola ultradźwiękowego, przetworników ultradźwiękowych.
- 2) Badania molekularne i spektroskopia ultradźwiękowa. Badania własności substancji organicznych, w tym polimerów i ciekłych kryształów. Badania materiałów lepko-sprężystych.
- 3) Akustyka wewnątrz oraz badania hałasów i drgań, badania dźwięków materiałowych.
- 4) Badania hydroakustyczne w Bałtyku. Badania zanieczyszczeń powierzchni wody.
- 5) Spektroskopia fotoakustyczna.

Profesor Śliwiński był dotychczas promotorem 27 prac doktorskich, recenzentem licznych prac doktorskich oraz habilitacyjnych krajowych i zagranicznych, opiniował i oceniał wiele wniosków o nominacje profesorskie. Pięć osób z grona jego współpracowników uzyskało habilitację, trzech jest już profesorami. Jest autorem i współautorem ponad 270 publikacji (w tym autorem 5 książek, ok. 70 publikacji o zasięgu międzynarodowym i 9 opracowań patentowych). Jest członkiem kilku towarzystw naukowych krajowych i międzynarodowych oraz członkiem kolegów redakcyjnych wielu czasopism (*Ultrasonics*, *Acoustics Letters*, *Archives of Acoustics*, *Oceanologia*, *Acustica*, *Akusticzeskij Żurnał*, *Opto-electronics Review*). Był i jest członkiem Komitetu Fizyki PAN, Komitetu Akustyki PAN, Komitetu Badań Morza. Bogaty i twórczy dorobek szkoły prof. Śliwińskiego jest często cytowany w renomowanych czasopismach naukowych i licz-

nych monografiach. Odbył kilka stażów zagranicznych (Anglia, Włochy, Rosja, Belgia). Wygłosił wiele referatów na konferencjach międzynarodowych na zaproszenie organizatorów. Otrzymał wiele odznaczeń i nagród o znaczeniu ogólnokrajowym.



Prof. Antoni Śliwiński

W symposium wzięli udział liczni współpracownicy, uczniowie i przyjaciele Jubilata, nie tylko z gdańskich placówek naukowych i akademickich ale i spoza Gdańska (Gliwice, Kraków, Poznań, Rzeszów, Szczecin, Warszawa, Wrocław). Prorektor UG prof. J. Burnewicz oraz prof. E. Kozaczka (w imieniu Komendanta Akademii Marynarki Wojennej) wręczyli mu uczelniane medale pamiątkowe. W trakcie uroczystości Jubilat otrzymał wiele gratu-

lacji, życzeń, podziękowań i kwiatów od życzliwych mu ludzi. Między innymi wystąpili: prof. L. Filipczyński (przewodniczący Komitetu Akustyki PAN), prof. F. Kaczmarek (Instytut Fizyki UAM), prof. J. Dera (Instytut Oceanologii PAN), prof. E. Hojan (Instytut Akustyki UAM), prof. M. Łabowski (Instytut Akustyki UAM), prof. M. Szustakowski (WAT), dr T. Pustelny (Instytut Fizyki PŚI). Następnie prof. Śliwiński podziękował wszystkim za życzenia i nawiązał do swojej dotychczasowej drogi życiowej cytując także kilka limeryków okolicznościowych napisanych przez członków jego rodziny.

Dalsza część uroczystości odbyła się w sali Rady Wydziału. Patronowała jej zakładowa „Solidarność”. To spotkanie miało bardzo ciepły charakter, wypito tradycyjnego szampa i odśpiewano Jubilatowi „sto lat”.

W części naukowej symposium wygłoszono następujące referaty:

- 1) prof. A. Opilski (IF PŚI, Gliwice) – Akustyczne sensory gazów.
- 2) prof. R. Płowiec (IPPT PAN, Warszawa) – Dynamiczne własności cieczy w polu ultradźwiękowym.
- 3) prof. M. Łabowski (Inst. Akustyki UAM, Poznań) – Badanie wpływu stałego pola magnetycznego na propagację fali ultradźwiękowej w ośrodkach przewodzących.
- 4) prof. C.J. Lewa (IFD UG) – Detekcja elastycznych własności tkanek metodą MRJ.

Stanisław Zachara

Superkomputery w Polsce

Pod koniec ub.r. (1993) zakupiono z funduszy KBN trzy superkomputery: dwa firmy Cray Research dla środowisk naukowych Poznania i Warszawy oraz trzeci firmy Convex dla Krakowa. Łącznie z komputerami kupiono bogaty zestaw oprogramowania.

mowania. Instalację komputera C-3820 w krakowskim akademickim centrum komputerowym „Cyfronet” zakończono w grudniu. W lutym zainstalowano komputery Cray Y-MP/EL98 w Interdyscyplinarnym Centrum Modelowania Matematycznego i Komputerowego w Warszawie (lokalizacja: Wydział Matematyki, Informatyki i Mechaniki UW) i w Poznańskim Centrum Superkomputerowo-Sieciowym (Instytut Chemii Organicznej). Wszystkie komputery cechują się architekturą wektorowo-równoległą. Dla przykładu podamy konfigurację maszyny warszawskiej. Jest to system o 8 procesorach o maksymalnej szybkości 133 Mflops (co daje łączną szybkość maksymalną ok. 1 Gflops), pamięci operacyjnej 1 GB i pamięci dyskowej ok. 35 GB. Podłączony jest do lokalnej sieci kilku stacji roboczych typu SUN, Evans and Sutherland, DEC Alpha i Silicon Graphics, które z kolei są dostępne z zewnątrz poprzez sieć Internet. Zakupione oprogramowanie obejmuje kompilatory Fortranu 77, Fortranu 90 oraz C i C++ wraz ze środowiskiem zintegrowanym Xbrowse oraz narzędziami do wektoryzacji i paralelizacji kodu źródłowego. Dostarczono także pakiety modelowania molekularnego, dynamiki klasycznej oraz obliczeń chemii kwantowej Biosym (Insight, Discover, DMol), Tripos (Sybyl) oraz Unichem (MNDO, CadPac i Gaussian), programy dynamiki molekularnej (Gromos, Argos, UHBD), pakiet obliczeń strukturalnych i wytrzymałościowych NASTRAN ze środowiskiem graficznym Aries oraz system wizualizacji danych AVS.

Cray poznański ma 4 procesory i 0.5 GB pamięci operacyjnej. Uzupełniają go dwie potężne stacje robocze Silicon Graphics: Challenge 1 z 6 procesorami i Power Challenge z 4 procesorami, przeznaczone głównie do wizualizacji wyników oraz obliczeń skalarnych.

Wszystkie komputery są przeznaczone do prowadzenia prac badawczych w celach niekomercyjnych. Będą one wykorzystywane głównie do obliczeń naukowych wymagających dużych mocy obliczeniowych w takich dziedzinach jak chemia, fizyka, astronomia, biologia molekularna, mechanika, inżynieria lądowa, technika cieplna, geodezja, medycyna.

Główną zaletą nowych systemów jest możliwość rozwiązywania problemów wymagających użycia bardzo dużych zestawów danych dzięki pamięci operacyjnej i dyskowej o rozmiarach nie spotykanych w wypadku typowych stacji roboczych. Oczywiście korzyści wynikające ze znacznej szybkości obliczeń są także niebagatelne.

Superkomputery są dostępne dla wszystkich osób i zespołów prowadzących działalność badawczą na zasadzie grantów przyznawanych w drodze konkursu na podstawie przygotowanego projektu badawczego.

(Opracowano na podstawie *Computer World*, *Biuletynu KBN* oraz dzięki uprzejmości pana Mirosława Nazaruka z ICM Warszawa.)

K. B.

Struktury niskowymiarowe – projekt zamawiany przez KBN

Polska fizyka półprzewodników powstała po II wojnie światowej z inicjatywy Leonarda Sosnowskiego, który po powrocie z Anglii stworzył w Warszawie silny ośrodek skupiony wokół Zakładu Fizyki Ciała Stałego Uniwersytetu Warszawskiego, a później również wokół Instytutu Fizyki PAN. Ukochane pojęcie Profesora, masa krytyczna, okazało się adekwatne w zastosowaniu do tego ośrodka, który po osiągnięciu progowego potencjału badawczego szybko rozwinął się i wraz z innymi powstałymi ośrodkami zapewnił polskiej fizyce półprzewodników dobrą swia-

ową markę.

Niestety, w latach osiemdziesiątych polska fizyka półprzewodników znalazła się w trudnej sytuacji z powodu dolegającego nam wszystkim braku pieniędzy. W rozwoju światowej fizyki półprzewodników dokonał się ogromny skok: dzięki nowym kosztownym epitaksjalnym technikom wzrostu kryształów powstała możliwość wytwarzania niskowymiarowych struktur – studni kwantowych, supersieci, drutów i kropek kwantowych. Fizyka tych obiektów, z początku przypominająca doświadczalną realizację ćwiczeń rachunkowych z elementarnego kursu mechaniki kwantowej, szybko pokazała swoje ogromne bogactwo poznawcze (Nagroda Nobla dla von Klitzinga za kwantowy efekt Halla) oraz przydatność w zastosowaniach elektronicznych i stanowi obecnie zdecydowaną większość uprawianej na świecie fizyki półprzewodników.

Polacy mogli uczestniczyć w jej rozwoju jedynie poprzez wyjazdy do bogatszych ośrodków zagranicznych i „wyłudzanie” stamtąd mniej atrakcyjnych próbek. Brak bazy krajowej spowodował szybko rosnące opóźnienie polskiej fizyki półprzewodników, która stanęła przed dylematem: albo będzie nowoczesna albo nie będzie jej wcale.

Uznanie wagi tego problemu przez władze Komitetu Badań Naukowych zawoocowało ogłoszeniem konkursu na projekt badawczy zamawiany „Fizyka i technologia niskowymiarowych struktur półprzewodnikowych dla technik przyszłej generacji”. Okazało się wtedy, że kilka laboratoriów dorobiło się już nowoczesnej aparatury technologicznej, ale mają trudności z pokryciem kosztów jej eksploatacji oraz potrzebują dodatkowego wyposażenia, aby ta eksploatacja była owocna. W wyniku rozstrzygnięcia konkursu powołano zespół składający się z siedmiu

grup badawczych zlokalizowanych w różnych instytucjach, którymi są: Instytut Fizyki PAN, Instytut Technologii Elektronowej, Politechniki w Warszawie i we Wrocławiu oraz Uniwersytety w Toruniu i w Warszawie. Zadaniem zespołu jest stworzenie w Polsce nowoczesnej technologii półprzewodnikowej poprzez budowę bazy aparaturowej (oraz wykształcenie wysokiej klasy specjalistów do jej obsługi), umożliwiającą wytwarzanie niskowymiarowych struktur półprzewodnikowych metodami epitaksji z wiązki molekularnej (MBE), epitaksji chemicznej MOCVD oraz nanolitografii. Główny wysiłek finansowy projektu skierowany jest na zakup i eksploatację aparatury technologicznej oraz narzędzi bezpośredniej charakteryzacji otrzymanyh materiałów. Techniki przyszłej generacji w nazwie projektu mają dwa znaczenia. Po pierwsze, nie buduje on przemysłu elektronicznego – to nie ten rząd wielkości sum potrzebnych na inwestycje. Tworzy on infrastrukturę, glebę niezbędną do przyjęcia takich inwestycji w przyszłości, gdyby znalazł się odpowiednio zasobny inwestor. Po drugie, nie dotyczy on krzemu, który jest dzisiaj podstawowym materiałem elektronicznym, ale związków grup III-V oraz II-VI układu okresowego, które prawdopodobnie będą służyły do produkcji najnowszych elementów elektronicznych, a przede wszystkim optoelektronicznych w przyszłości. Warto tu dodać, że nie musimy czekać na Rotschilda, który zdecydowałby się na stworzenie w Polsce drugiej Japonii w tej dziedzinie. Również mniejsze, celnie dobrane inwestycje mogłyby wykorzystać tzw. nisze technologiczne, które nie przyciągnęły jeszcze uwagi potentatów (np. niektóre detektory podczerwieni).

Projekt (PBZ 101 01) ma być zrealizowany do września 1995. Jest finansowany przez KBN. Budżet wynosi 40 mld zł.

Aby zapewnić właściwy kierunek roz-

woju badań, w ścisłej łączności ze światowymi tendencjami rozwojowymi, został powołany międzynarodowy zespół doradczy z udziałem czołowych specjalistów z USA i Europy. W skład tego zespołu wchodzi: prof. Jacek Furdyna (Notre Dame Univ., Indiana, USA), prof. Józef Piotrowski (WAT, Warszawa), dr Richard Planel (CNRS, Bagnaux, Francja) i prof. Manijeh Razeghi (Northwestern Univ., Illinois, USA). Zespół doradców bierze udział w spotkaniach wykonawców projektu i ocenie otrzymanych przez nich wyników.

Wykonawcą projektu jest Uniwersytet Warszawski, a kierownikiem zespołu realizującego – niżej podpisany.

Teraz już nie możemy uskarżać się na niekorzystne warunki obiektywne. Dzisiaj wszystko zależy od nas.

Jan Gaj

Pamiętajmy o fizyce jądrowej

Odkrycia złotego wieku fizyki jądrowej (czyli dokonane w latach 30-tych i 40-tych) wyraźnie przekształciły świat społeczeństw wysoko rozwiniętych ekonomicznie. Od tego czasu często twierdzi się, że podstawowe procesy fizyki jądrowej – rozszczepienie, promieniotwórczość, synteza – stały się problemami bardziej dla inżynierów niż dla naukowców.

Claude Detraz, dyrektor francuskiego Instytutu Fizyki Jądrowej i Fizyki Cząstek (IN2P3) twierdzi, że obecnie naukowcy i rządy zaczynają rozumieć, że znaczenie fizyki jądrowej znacznie wykracza poza badania własności jąder atomowych. Sugeruje, że w najbliższej przyszłości jedynie poprzez aktywne zaangażowanie jądrowych laboratoriów badawczych będzie można sprostać zmieniającym się społecznym, politycznym i ekologicznym oczekiwaniom dotyczącym tej dziedziny nauki.

Energetyka jądrowa z punktu widze-

nia technologicznego, ekonomicznego, problemów bezpieczeństwa, to wielki sukces, ale ma ona też swój główny wielki problem: odpady radioaktywne. Oczywiście, można je składować głęboko w starych kopalniach, ale jest to jawne obarczanie przyszłych pokoleń naszymi kłopotami.

Jedynie fizyka jądrowa może zaproponować inne rozwiązania. Ponieważ problem jest bardzo trudny, stanowi wielkie wyzwanie dla naukowców i laboratoriów. Jednocześnie wielka odpowiedzialność spoczywa na rządach państw, które winny dbać aby fizyka jądrowa mogła nadal być dziedziną aktywną i twórczą.

Oto najważniejsze problemy, których rozwiązanie ułatwiłoby przetwarzanie odpadów reaktorowych metodami fizyki jądrowej (por. także artykuł M. Suffczyńskiego, *Postępy Fizyki* 45, 277 (1994)):

– Aby spalać aktynowce w reaktorach z szybkimi neutronami należy zmierzyć lub obliczyć przekroje czynne na wiele nowych reakcji.

– Znalezienie reakcji produktów rozszczepienia z niskoenergetycznymi protonami o wysokich przekrojach czynnych dałoby kolejną, efektywną metodę ich spalania. Jedną z metod badań mogłyby być reakcje tzw. wiązek radioaktywnych z tarczami wodorowymi lub helowymi.

– Prawdopodobnie możliwe jest połączenie podkrytycznego reaktora z akceleratorem protonów w celu jednoczesnego spalania aktynowców i produktów rozszczepienia. Mogą tu dopomóc bogate doświadczenia w konstrukcji akceleratorów posiadane przez laboratoria fizyki jądrowej oraz fizyki cząstek elementarnych.

Alternatywą dla energetyki opartej na reakcjach rozszczepienia mogłaby być synteza – ale wydaje się, że komercyjne reaktory z magnetycznym uwięzieniem plazmy deuterowo-trytowej będą dostępne dopiero za ok. 50 lat. I tu także może pomóc fi-

zyka jądrowa. Chociaż w badaniach syntezy używa się laserów dużej mocy, często myśli się o wykorzystaniu wiązek ciężkich jonów w praktycznych realizacjach reaktorów termojądrowych.

W rozwoju wszystkich wymienionych dziedzin związanych z energetyką jądrową ważną rolę odgrywa fizyka jądrowa i należy zwracać uwagę na jej właściwy rozwój.

Phys. World 6, nr 12 (1993)

K. B.

dawców jest aby ten dział stanowił „praktyczną, codzienną pomoc w pracach inżynierów i fizyków optyków”.

Po roku artykuły z tego działu zostaną jeszcze raz wspólnie opublikowane w czasopiśmie *Applied Optics*. Redaktorem działu jest Robert S. Shannon, profesor emerytowany University of Arizona.

Phys. Today 47, nr 1 (1994)

B. W.

Praktyczne artykuły dla optyków

Amerykańskie Towarzystwo Optyczne wprowadziło w listopadzie 1993 r. nowy dział w czasopiśmie *Optics and Photonics News* – Engineering and Photonics News. Dział ten ukazywać się będzie co kwartał i zawierać będzie krótkie artykuły przeglądowe na temat projektowania układów optycznych, własności materiałów optycznych i metod pomiarowych. Intencją wy-

Acta Acustica

Niedawno powstałe Europejskie Stowarzyszenie Akustyczne (European Acoustical Association), skupiające 11 krajowych europejskich towarzystw akustycznych, zaczęło wydawać swoje czasopismo *Acta Acustica*. Redaktorem jest Jean Dominique Polack z Politechniki Duńskiej w Lyngby.

Phys. Today 47, nr 1 (1994)

KALENDARZ IMPREZ

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

1994

15 – 26 sierpnia 1994, Zakopane

Theory of Hadrons and Light-front QCD

Inst. Fizyki Teoretycznej UW, dr Stanisław Głazek, IFT UW, Hoża 69, 00-681 Warszawa, tel.: 6283396, fax: 6219475, adr.el.: stglazek@fuw.edu.pl.

U: 50, ang.

22 – 26 sierpnia 1994, Warszawa

Int. Conf. on Magnetism – ICM '94

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

22 – 26 sierpnia 1994, Cieszyn

16th Int. Conf. Applied Crystallography

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

28 sierpnia – 4 września 1994, Ustron

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

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

U: 70.

1 – 7 września 1994, Zajączkowo k. Poznania

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

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

P, ang.

4 – 14 września 1994, Kraków – Krynica

International Summer School on Growth and Characterization of Crystals

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

U: 60, ang.

5 – 14 września 1994, Zakopane

29th Zakopane School on Physics: Trends in Nuclear Physics

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

U: 110.

6 – 9 września 1994, Zakopane

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

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

12 – 16 września 1994, Zakopane

Dielectric and Related Phenomena Conference

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

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

19 – 23 września 1994, Kraków

2nd European Fluid Mechanics Conf.

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

U: 300, ang.

20 – 25 września 1994, Zajączkowo k. Poznania

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

Inst. Fizyki Molekularnej PAN, prof. A. Graja, IFM PAN, Smoluchowskiego 17, 60-179 Poznań, tel.: (61) 612475, fax: (61) 684524, adr.el.: graja@marta.ifmpan.poz.edu.pl.

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

10 – 15 października 1994, Zakopane

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

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

1 – 2 grudnia 1994, Kraków

27th Seminar on Nuclear Magnetic Resonance and its Applications

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

U: 100

6 – 9 grudnia 1994, Toruń

XXVII Symposium on Mathematical Physics

Inst. Fizyki UMK, Redakcja *Reports on Mathematical Physics*, Kom. Org. XXVII SMP,

Inst. Fizyki UMK, Grudziądzka 5, 87-100 Toruń, tel.: (56) 22367, fax: (56)25397, adr.el.:

romp@phys.uni.torun.pl.

Z: 31.10.94, P, O: USD 80, ang.

1995

13 – 24 lutego 1995, Karpacz

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

Inst. Fizyki Teoretycznej Uniw. Wrocławskiego, prof. P. Garbaczewski, IFT UW_r,

pl. M. Borna 9, 50-204 Wrocław, tel.: 222363, 201483, fax: 214454, 402800, adr.el.:

pgar@plwruw11.bitnet.

P, U: 100, ang.

maj 1995, Jurata

XII Międzynarodowe Sympozjum z Hydroakustyki

Komitet Akustyki PAN, Pol. Tow. Akustyczne, Katedra Akustyki Wydz. Elektroniki

PG, Zespół Hydroakustyki Akademii Marynarki Wojennej, prof. E. Kozaczka, Zespół

Hydroakustyki AMW, ul. Śmidowicza, 81-919 Gdynia, tel.: (58) 262868, fax: (58) 254846,

adr.el.: amw@beta.nask.gda.pl

U: 100, O: 2 mln zł, ang.

22 – 26 maja 1995, Jurata

6th Spring School on Acousto-optics and its Applications

Inst. Fizyki Doświadczalnej UG, Sekcja Akustyki Kwantowej, Molekularnej i Sonochemii

PTA, Komitet Akustyki PAN, prof. A. Śliwiński, IFD UG, Wita Stwosza 57, 80-952

Gdańsk, tel.: (58) 415241 w. 248 lub (58) 413175, tlx: 0512706 ifas pl, fax: (58) 413175,

adr.el.: school@halina.univ.gda.pl

Z: 31.3.95, U: 80, ang.

NOWE KSIĄŻKI

- John Hertz, Anders Krogh, *Wstęp do teorii obliczeń neuronowych*, z jęz. angielskiego tłum. Stanisław Jankowski, Adam Dawidziuk, Cezary Mazur, Ryszard Wańczuk, WNT, Warszawa 1993, s. 373.

Wychodząc naprzeciw zainteresowaniom części młodzieży lubiącej fizykę i traktującej ten przedmiot jako swoje hobby Instytut Fizyki Polskiej Akademii Nauk organizuje

IV OGÓLNOPOLSKI KONKURS UCZNIOWSKICH PRAC NAUKOWYCH Z FIZYKI

Konkurs ma charakter otwarty, co oznacza, że może w nim wziąć udział każdy uczeń szkoły średniej dowolnego typu. Dobór tematyki, jej poziomu trudności i metod badawczych pozostawia się wyłącznie inwencji uczestników. Prace mogą być zarówno teoretyczne jak i doświadczalne. Przy ocenie prac najważniejszymi czynnikami będą: własny wkład pracy Autora, jego sposób rozumowania i czytelność sposobu przedstawienia wyników.

Wszystkich zainteresowanych prosimy o przysłanie swych prac (w 2 egzemplarzach maszynopisu) do 31 marca 1995 r. na adres:

Dr Marek Gutowski
Sekretarz Naukowy
Ogólnopolskiego Konkursu Uczniowskich Prac Naukowych z Fizyki
Instytut Fizyki PAN
al. Lotników 32/46
02-668 Warszawa

Prace zostaną ocenione najpóźniej w pierwszej połowie czerwca 1995 r. Autorzy najlepszych opracowań zostaną zaproszeni na koszt organizatorów Konkursu (w terminach ustalanych indywidualnie) do Instytutu Fizyki PAN na krótkoterminowy staż naukowy, podczas którego będą mogli zapoznać się z pracami prowadzonymi w Instytucie i włączyć się do nich (z możliwością kontynuowania rozpoczętych badań w przyszłości).

W razie potrzeby prosimy zwracać się o dodatkowe informacje bezpośrednio do dra M. Gutowskiego (Instytut Fizyki PAN, al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel.: 437001 w. 122, adr.el.: gutow@ifpan.edu.pl).

Dr Waldemar Gorzkowski
Wiceprzewodniczący
Komitetu Organizacyjnego

Prof. dr hab. Jacek Kossut
Przewodniczący
Komitetu Organizacyjnego

PS. Jak co roku Komitet Organizacyjny czyni starania, by wyniki ubiegłorocznego Konkursu wraz z ich omówieniem opublikować w *Postępie Fizyki* oraz w *Fizyce w Szkole*. Poziom III Konkursu (podobnie jak i konkursów wcześniejszych) był bardzo wysoki. Równie wysokiego poziomu prac spodziewamy się w IV Konkursie.

Informacje dla autorów

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

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

POSTĘPY FIZYKI

(dwumiesięcznik)

WARUNKI PRENUMERATY

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

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

PRENUMERATA DLA CZŁONKÓW PTF

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

PRENUMERATA ZAGRANICZNA

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

INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

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

SPIS TREŚCI

A. Bałanda, A. Maj – Gigantyczne rezonanse narzędziem badania materii jądrowej	319
RÓŻNE	
J. Werle – Fizycy wszystkich krajów, łączcie się	359
Granty KBN z fizyki – IV i V konkurs	365
WSPOMNIENIA – ROCZNICE	
Ł.A. Turski – Zasada astrologiczna	377
NOWOŚCI NAUKOWE	
A. Hemmerich, T. Hänsch – Kryształy optyczne	381
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	389
RECENZJE	395
KRONIKA	401

CONTENTS

A. Bałanda, A. Maj – Giant resonances – a tool to investigate nuclear matter	319
MISCELLANEA	
J. Werle – Physicists of all countries, unite	359
Grants in physics of the State Research Committee	365
RECOLLECTIONS – ANNIVERSARIES	
Ł.A. Turski – Astrological principle	377
SCIENTIFIC NEWS	
A. Hemmerich, T. Hänsch – Optical crystals	381
MEETINGS AND CONFERENCES	389
REVIEWS	395
CHRONICLE	401