
PTF

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY
UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY
FIZYCZNEJ

POSTĘPY FIZYKI

TOM 46
ZESZYT 1
1995

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD GŁÓWNY

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

Redaktorzy 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 BĄK (Częstochowa)	Prof. dr ANDRZEJ WIĘCKOWSKI (Poznań)
Dr KRYSZTYN KOZŁOWSKI (Gdańsk)	Prof. dr RYSZARD KĘPA (Rzeszów)
Prof. dr ZYGMUNT KLESZCZEWSKI (Gliwice)	Dr hab. 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 46, ZESZYT 1
1995

Zeszyt dofinansowany
przez Komitet Badań Naukowych

Wydano pod patronatem
Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego
Warszawa 1995

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. Wystocki (Częstochowa)
Dr Stanisław Zachara (Gdańsk)
Doc. dr Eugeniusz Soczkiewicz (Gliwice)
Dr Janusz Frąckowiak (Katowice)
Dr Małgorzata Suchańska (Kielce)
Dr Anna Kapuścik (Kraków)
Mgr Tomasz Durakiewicz (Lublin)
Prof. dr Leszek Wojtczak (Łódź)
Dr hab. 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)

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. Wystocki (Częstochowa)
Dr Stanisław Zachara (Gdańsk)
Doc. dr Eugeniusz Soczkiewicz (Gliwice)
Dr Janusz Frąckowiak (Katowice)
Dr Małgorzata Suchańska (Kielce)
Dr Anna Kapuścik (Kraków)
Mgr Tomasz Durakiewicz (Lublin)
Prof. dr Leszek Wojtczak (Łódź)
Dr hab. 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)

Marta Kicińska-Habior

*Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa*

Klastry metali alkalicznych: układy kwantowe o kilku tysiącach elementów

**Simple metal clusters:
quantum systems with a few thousand elements**

Abstract: A quantal shell structure in sodium metal clusters exhibiting enhanced stability at magic numbers of constituent atoms has been discovered in 1984. In clusters with about 3000 atoms, the supershell effect has been also observed. In this paper, a review of simple metal clusters studies is presented, which includes experimental method, explanation of shell and supershell structure and transition from electronic shell structure to atomic shell packing. Some processes for clusters analogous to observed for atomic nuclei, i.e. excitation of plasmon resonance and fission, are discussed.

1. Wstęp

Układ związany podobnych obiektów nazywany jest w gwarze fizyków klastrem. Badanie klastrów atomów danego pierwiastka w laboratoriach naukowych jest dziedziną stosunkowo młodą i bardzo ostatnio popularną, jeśli przypomnieć np. fullereny.

Klastry atomów danego pierwiastka są szczególnie interesujące, gdyż stanowią przejście od pojedynczych atomów do makroskopowych próbek materii. Badanie wzrostu klastrów atomów koncentruje się na dwóch zagadnieniach: 1) jak wiele elementów musi zawierać klastery, aby jego dalszy wzrost nie zmieniał już jego własności, tzn. aby zachowywał się on jak makroskopowa próbka materii, której główne własności nie zależą od rozmiaru; 2) jakie są własności klastrów

jako obiektów mikroskopowych i jakie prawa rządzą ich wzrostem.

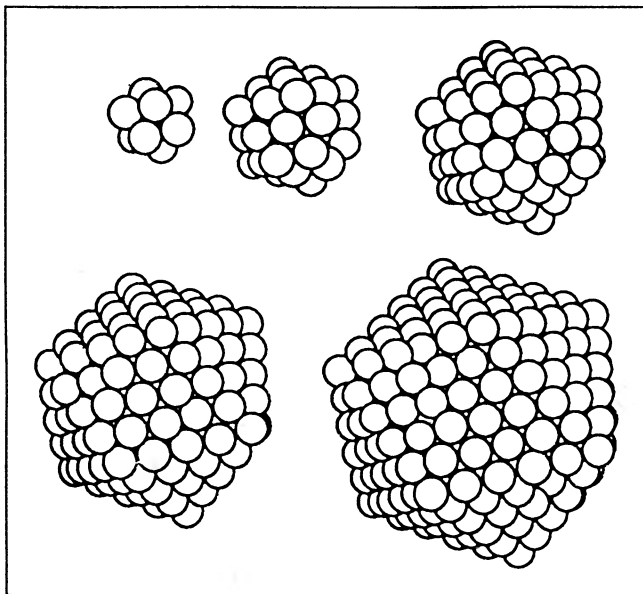
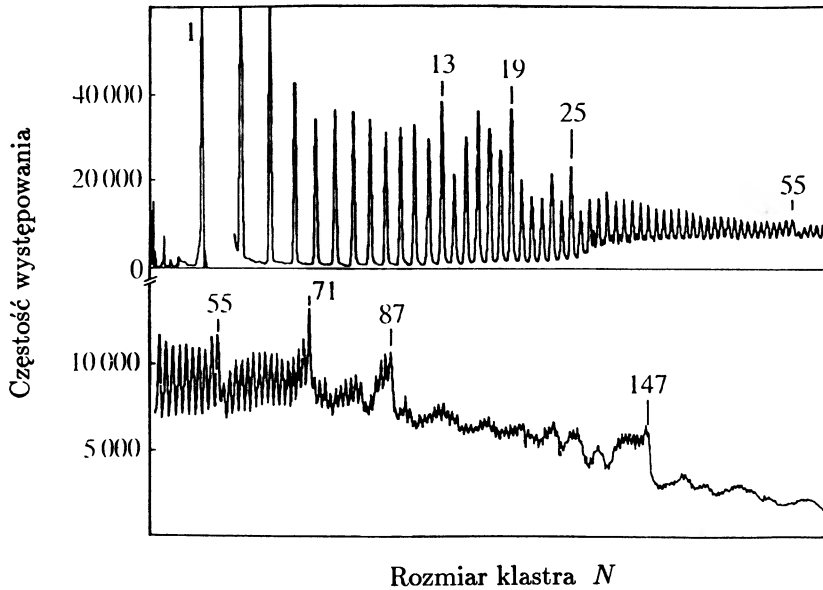
Jedną z typowych własności klastrow atomów jest silna zmienność częstości występowania układów o różnych rozmiarach, tzn. złożonych z różnej liczby atomów, obserwowana w procesie ich wytwarzania. Występuje ona zarówno dla niemetali, jak i dla metali, chociaż wzrost względnej zawartości klastrow zachodzi dla tych dwóch rodzajów substancji przy różnych liczbach związanych w nich atomów.

O. Echt, K. Sattler i E. Recknagel [1] badali częstość występowania różnych rozmiarów klastrow ksenonu i stwierdzili, że nie jest ona monotoniczną funkcją rozmiaru układu. Niektóre rozmiary występują częściej niż inne, niektóre bardzo rzadko. Wyraźne maksima występują dla liczby atomów $N = 13, 19, 25, 55, 71, 87$ i 147 (rys. 1). Kolejne eksperymenty wykazały także skoki przy $N = 309, 561$ i 923 . Okazało się, że liczby $13, 55, 147, 309, 561$ i 923 są kolejnymi wyrazami szeregu $N = 1 + \sum_{p=1}^n (10p^2 + 2)$ dla $n = 1, 2, 3, 4, 5$ i 6 . Szereg ten opisuje upakowanie kulami rodziny dwudziestościanów. Dyfrakcja elektronów na badanych klastrach potwierdziła kształty odpowiadające upakowaniu dwudziestościanów w dużym zakresie N . Pozwoliła także wyjaśnić pozostałe skoki w widmie masowym klastrow jako wyniki zapełnienia powłok. Tak np. dla $N = 19$ następuje dodanie dodatkowej pentagonalnej piramidy (6 atomów) do $N = 13$. Inne gazy szlachetne, jak neon, argon i krypton tworzą klastry w podobny sposób. Dla żadnego z nich nie osiągnięto jeszcze struktury makroskopowej.

W przypadku niemetali oscylacje częstości występowania klastrow o różnych rozmiarach można więc wyjaśnić geometryczną budową układu atomów. Okazuje się, że wyjaśnienie tego efektu dla metali wymaga rozpatrzenia skwantowanego ruchu elektronów walencyjnych w całej objętości klastra. W dalszej części tego artykułu będę zajmować się tylko klastrami atomów metali alkalicznych i miedziowców, tzn. atomów z 1 elektronem na zewnątrz zamkniętej powłoki.

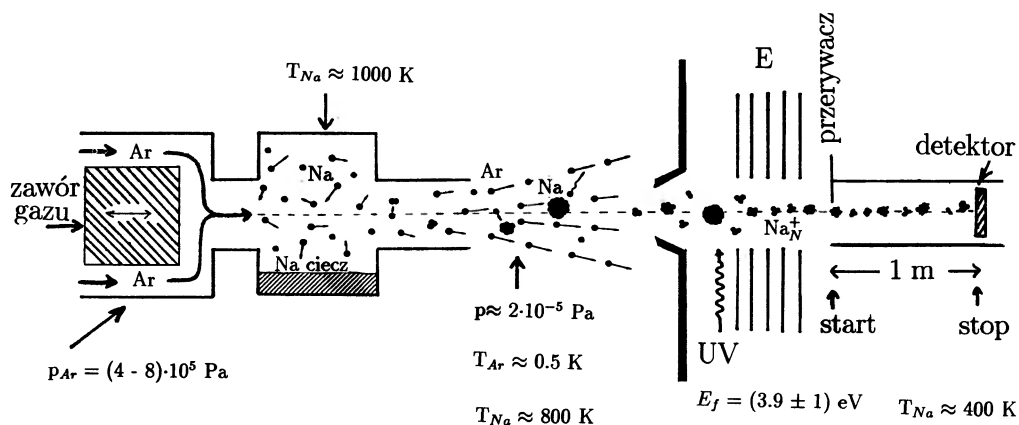
2. Wytwarzanie i analiza mas klastrow metali alkalicznych

Najbardziej efektywną metodą wytwarzania ciągłej wiązki klastrow jest adiabacyjne rozprężanie par badanej substancji do próżni. Układ eksperymentalny stosowany do otrzymywania i analizy masowej klastrow omówię na przykładzie prac z atomami sodu [2], prowadzonych w Instytucie Nielsa Bohra w Kopenhadze. Schemat ideowy tego układu jest przedstawiony na rys. 2. Próbkę sodu ogrzewa się w piecu do temperatury ok. 1000 K i wytwarza się parę sodu. Następnie do komory wpuszcza się sprężony gaz szlachetny, np. argon, pod ciśnieniem kilkuset tysięcy Pa. Gaz szlachetny porywa atomy sodu tworząc naddźwiękową falę, której



Rys. 1. Widmo masowe klastrów ksenonu otrzymanych poprzez ultradźwiękowe rozprężenie gazowego ksenonu do próżni [1] (u góry). Struktura klastrów ksenonu odpowiada ścisłemu upakowaniu atomów. Wzrost częstości występowania układów złożonych z $N = 13, 55, 147, 309$ i 561 atomów tłumaczy się budową geometryczną tych klastrów (u dołu)

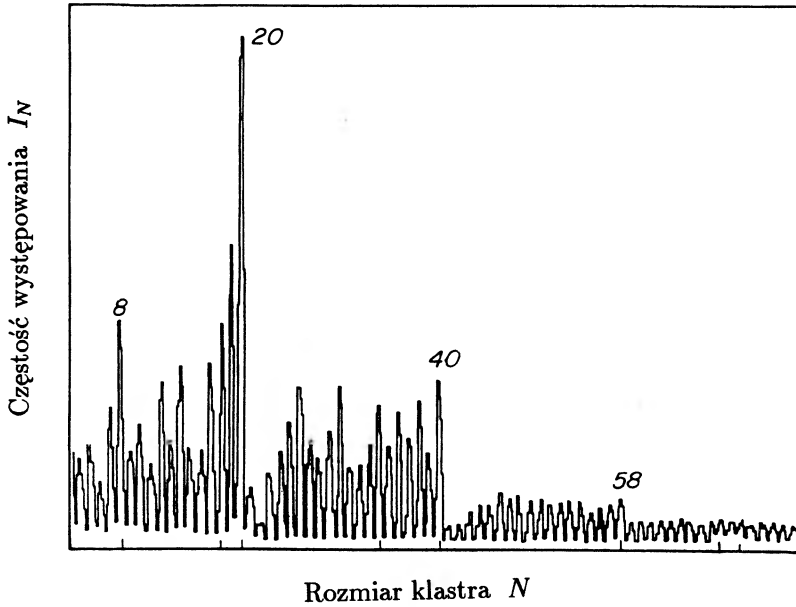
gwałtowne rozprężenie przy przejściu przez wąskie ujęcie do próżni chłodzi sód i powoduje jego kondensację. Świeżo powstałe klastry mają temperaturę ok. 800 K i tworzą dość dobrze ukierunkowaną wiązkę. Podczas swobodnego lotu z gorących klastrów wyparowują pojedyncze atomy. Każdy klastrowy traci więc masę i chłodzi się. Po czasie ok. 1 ms od rozprężenia ich temperatura wynosi już tylko ok. 400 K. Proces wyparowywania atomów jest czuły na wielkość energii separacji atomu z klastra. Z tego powodu najczęściej powstanie klastrów, które silnie wiążą ostatni atom.



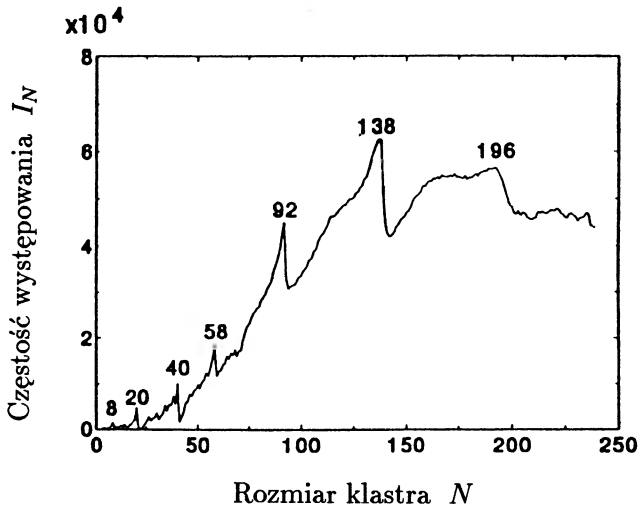
Rys. 2. Schemat ideowy układu stosowanego do otrzymywania i analizy masowej klastrów

Aby zbadać rozkład masy klastrów, tj. liczby atomów w nich związanych, wiązkę klastrów jonizuje się światłem ultrafioletowym o energii fotonów $(3.9 \pm 1.0) \text{ eV}$. Pozbawione 1 elektronu wieloatomowe jony $(Na_N)^+$ są następnie przyspieszane w polu elektrycznym o różnicy potencjałów 5 – 10 kV. Wszystkie one uzyskują taką samą energię. Mierzy się czas przelotu tych jonów do detektora ustawionego w odległości 1 m od płytki odchylającej wiązkę ze stałą częstotliwością. Pozwala to określić masę każdego zarejestrowanego klastra.

Pierwszy eksperyment tego typu wykonano w 1984 r. w Berkeley dla atomów sodu [3] i stwierdzono, że rozkład zawartości klastrów o różnych masach w wiązce nie był monotoniczny, lecz charakteryzował się zwiększoną częstością występowania układów złożonych z $N = 8, 20, 40, 58$ atomów (rys. 3), co oznacza, że klastry o tej liczbie atomów były wyjątkowo trwałe. Obecnie fizycy potrafią wytwarzać i analizować klastry metali alkalicznych złożone z ok. 3000 atomów [2,4]. Dla tak dużych układów także zaobserwowano podobne skoki względnej częstości występowania przy tzw. magicznych liczbach atomów w nich związanych (rys. 4). Wraz ze wzrostem liczby atomów w klastrze oscylacje te stają się jednak mniej

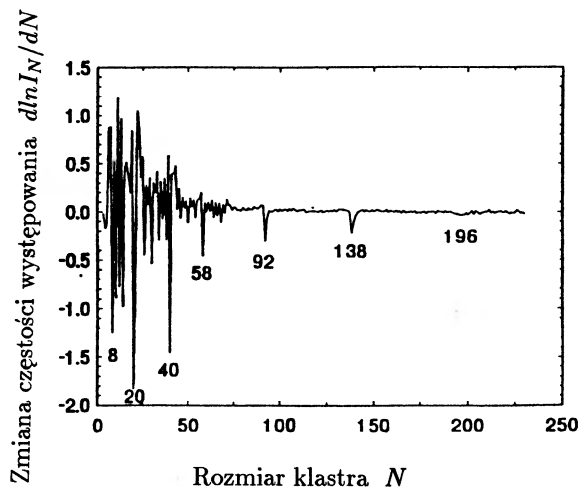


Rys. 3. Widmo masowe klastrów sodu wykazujące zwiększoną częstość występowania układów złożonych z $N = 8, 20, 40$ i 58 atomów [3]

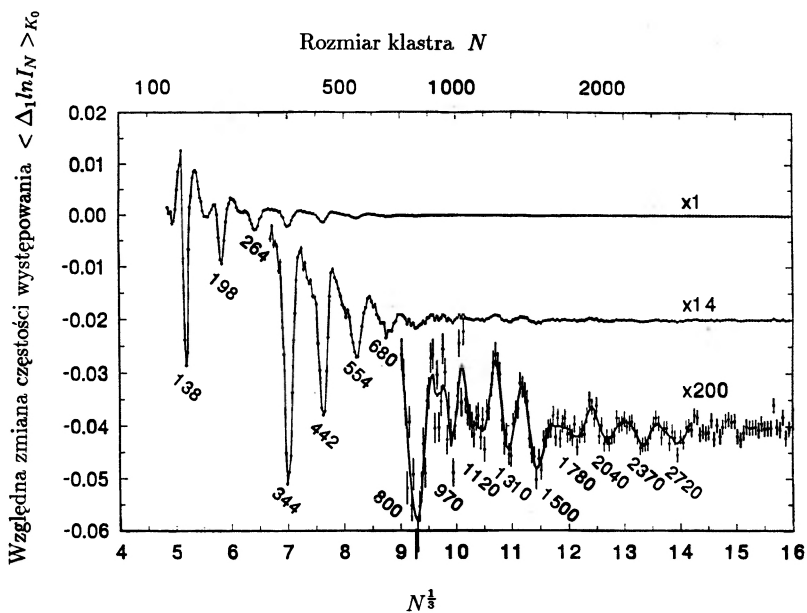


Rys. 4. Widmo masowe klastrów sodu wykazujące zwiększoną częstość występowania układów o „magicznej liczbie” atomów sięgającej $N = 196$ [2]

wyraźne (co będzie wyjaśnione poniżej) i dlatego na rys. 5 i 6 pokazana jest



Rys. 5. Względna częstość występowania klastrow sodu odpowiadająca widmu masowemu z rys. 4. W tym przedstawieniu liczby magiczne odpowiadają ostrym minimom [2]



Rys. 6. Względna częstość występowania klastrow sodu dla układów zawierających do ok. 3000 atomów [4]

względna zmiana częstości występowania klastrów jako funkcja ich rozmiaru. W takim przedstawieniu liczby magiczne odpowiadają ostrym minimom. Minima te są wyraźne nawet dla układów złożonych z 2720 atomów sodu.

3. Kwantowa struktura klastrów metali alkalicznych

3.1. Struktura powłokowa

Znalezienie „liczb magicznych” dla szczególnie trwałych klastrów metali nawiązuje bezpośrednią analogię do liczb magicznych neutronów i protonów w jądrach atomowych, dla których jądra są szczególnie stabilne, co wiąże się z ich strukturą powłokową. Dobrze znamy powłoki energetyczne w atomach i jądrach atomowych. Ich występowanie jest związane z faktem, że ruch pojedynczego nukleonu w jądrze zachodzący pod wpływem oddziaływania ze wszystkimi pozostałymi nukleonami, czy ruch walencyjnego elektronu w atomie zachodzący pod wpływem oddziaływania z jądrem atomowym i pozostałymi elektronami może być opisany przez efektywny potencjał jednociąłowy, tzw. potencjał średniego pola. W atomie potencjałem średniego pola jest potencjał kulombowski ($\propto r^{-1}$), w jądrach jest to w przybliżeniu potencjał sferycznego oscylatora harmonicznego ($\propto r^2$), lub dokładniej potencjał Woodsa-Saxona.

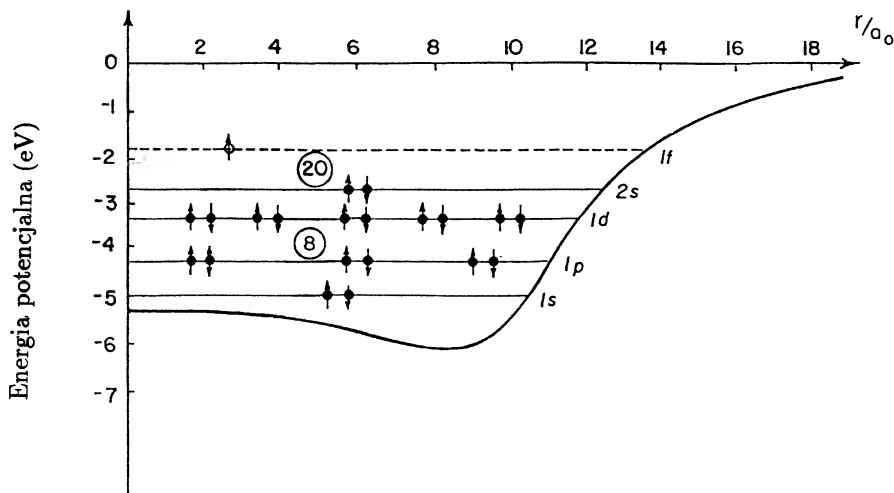
Powstaje więc pytanie, jaka jest struktura klastrów metali alkalicznych i jakie oddziaływania decydują o charakterze wzrostu tych układów. W sposób pogłębiony wyjaśnił to S. Bjornholm [5], jeden z fizyków kierujących badaniami klastrów w ośrodku kopenhaskim. Rozważmy metal taki jak np. sód. Jest on złożony z ujemnie naładowanych elektronów i dodatnich jonów. Elektrony walencyjne poruszają się swobodnie w metalu, a jony zajmują ustalone pozycje lub poruszają się z małą prędkością wokół nich, gdy metal jest stopiony. Porównajmy energie zerowe elektronów i jonów zawartych w kropli sodu o np. 20 atomach. Jeśli założymy, że gęstość sodu w klastrze jest zbliżona do gęstości w makroskopowej próbce, to średnica takiej 20-atomowej kropli wynosi ok. 11.5 Å. Zarówno elektrony walencyjne poruszające się swobodnie w metalu jak i prawie nieruchome jony są zawarte w tej kropli. Stąd niepewność ich położenia $\Delta x \leq 11.5$ Å. Korzystając z zasady nieoznaczoności Heisenberga możemy obliczyć zerowy pęd $\Delta p = \hbar/(\Delta x)$, który jest taki sam dla obu składników, a stąd zerową energię kinetyczną $\Delta E = (\Delta p)^2/(2m)$, która jest oczywiście różna dla elektronu i jonu, $\Delta E_{e^-} \geq 0.16$ eV i $\Delta E_{Na^+} \geq 0.04 \times 10^{-4}$ eV. Tę zerową energię można porównać z energią ruchu termicznego elektronów i jonów, która dla temperatur $T = 300 - 800$ K wynosi $kT = 0.03 - 0.08$ eV. Energia ruchu termicznego jest więc 10 000 razy większa od energii zerowej jonów sodu. Jony poruszają się zatem

jak cząstki klasyczne ($\Delta p \Delta x \gg \hbar$). Natomiast dla elektronów jest przeciwnie: $\Delta p \Delta x \approx \hbar$. O kwantowej strukturze klastrow i ich zmiennej trwałości, zależnej od liczby składników, decydują więc elektrony, a nie dodatnie jony. W dokładniejszej ocenie energii zerowej elektronów powinno się uwzględnić także istnienie zakazu Pauliego.

Średnia droga swobodna elektronu w makroskopowej próbce sodu o temperaturze niewiele wyższej od temperatury topnienia ($T_{\text{Na}}^{\text{top}} = 370 \text{ K}$) wynosi $\lambda = 200 \text{ \AA}$. Jeśli przyjmiemy, że elektrony w klastrze złożonym z 20 atomów sodu mają taką samą energię jak w kropli makroskopowej, to pomiędzy kolejnymi zderzeniami elektron może obiegać klastrow 5 – 6 razy. W tej sytuacji można rozpatrywać ruch swobodnych elektronów w sferycznym klastrze jako ruch fermionów w potencjale średniego pola o symetrii sferycznej.

Obliczenia takiego potencjału na drodze mikroskopowej prowadzono dla różnych rozmiarów klastrow, dla liczby atomów $N < 198$ [6]. Okazało się, że potencjał ten jest prawie stały w środku i znika na brzegach klastra w sposób gładki, z lekkim rozmyciem. Dla większych klastrow z dość dobrym przybliżeniem można go opisać wzorem Woodsa-Saxona stosowanym do potencjałów w jądrach atomowych. Rozwiązanie równania Schrödingera z takim potencjałem obliczonym dla kropli sodu o 20 atomach pokazane jest na rys. 7. W każdym stanie o liczbie kwantowej l orbitalnego momentu pędu znajduje się $2(2l + 1)$ elektronów. Jest to konsekwencją zasady Pauliego. Jest to ścisła analogia do elektronów w atomie. Kolejny, 21-wszy elektron musiałby zostać dodany na nową powłokę 1f, a energia potrzebna do jego separacji byłaby o ok. 1 eV mniejsza niż dla 20-tego elektronu. Wynika stąd, że stosunkowo łatwo odłącza się atom z klastra zawierającego 21 atomów – poprzez usunięcie jonu (klasycznej cząstki) i najslabiej związanego elektronu. Jeśli więc przyjęte założenia są prawdziwe, to klastrow złożony z atomów metalu alkalicznego ma strukturę powłokową i energia oddzielenia atomu od klastra np. poprzez wyparowanie będzie zmieniać się periodycznie z krokiem odpowiadającym zapełnianiu się powłok elektronowych. Klastry powstałe po wyparowaniu atomów będą pojawiać się w wiązce z różną intensywnością, przy czym te, które zawierają liczbę atomów, a więc i elektronów odpowiadającą zamkniętym powłokom elektronowym będą występować częściej. Z powodu istnienia struktury powłokowej klastrow metali alkalicznych przyjęto nazywać je quasi-atomami lub gigantycznymi atomami.

Stosując potencjał Woodsa-Saxona obliczono energię wiązania elektronów w klastrach o różnych rozmiarach zawierających do $N = 4000$ atomów [7]. Całkowita energia wiązania daje się przedstawić jako suma składowej objętościowej proporcjonalnej do N , składowej powierzchniowej proporcjonalnej do $N^{2/3}$ oraz części oscylującej, która odzwierciedla istnienie struktury powłokowej:



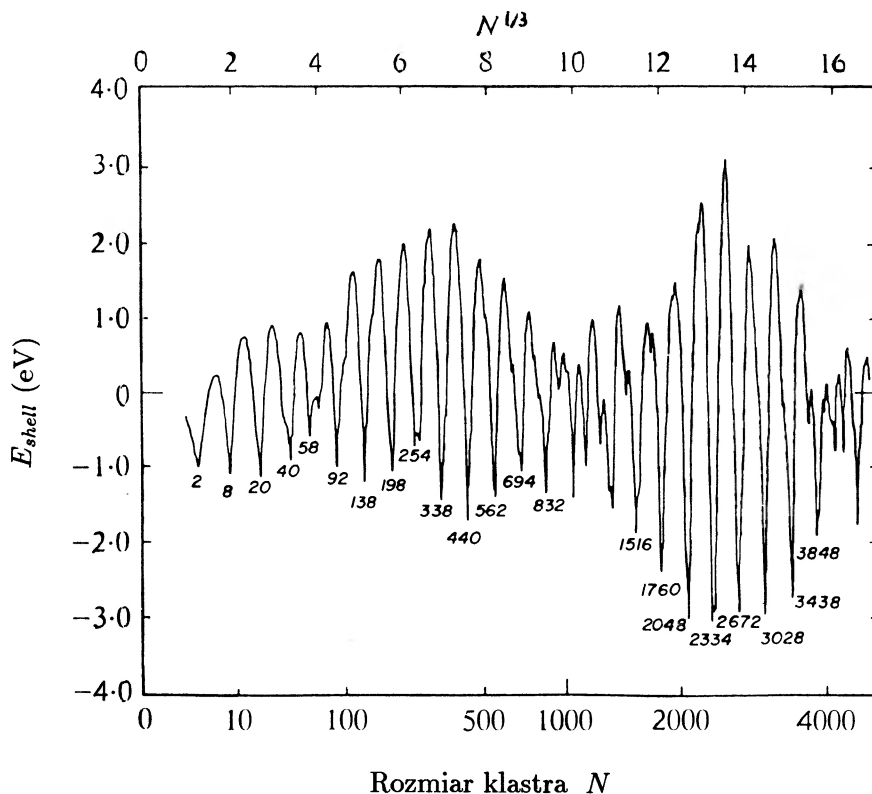
Rys. 7. Schemat poziomów elektronowych w klastrze sodu zawierającym 20 atomów. Jest to wynik rozwiązania równania Schrödingera z samouzgodnionym potencjałem obliczonym dla tego klastra [6]

$$B(N) = -4.3 N + 2.96 N^{2/3} + E_{\text{shell}}.$$

Minima składowej powłokowej energii wiązania E_{shell} , pokazanej na rys. 8, występują przy zamykaniu powłok i odpowiadają liczbom magicznym. Jak widać z rysunku, odległość między minimami, a więc między powłokami jest stała w funkcji $N^{1/3}$, a zatem i w funkcji promienia klastra. Efekt taki występuje dla układów kwantowych o stałej gęstości, niezależnej od rozmiaru.

Na rysunku 8 widać także, że na zwykłą periodyczną strukturę powłokową nakłada się obwiednia świadcząca o periodyczności wyższego rzędu. Oscylacje powłokowe osiągają maksimum dla $N \approx 400$, następnie zanikają przy $N \approx 1200$ i znowu osiągają maksimum dla $N \approx 2500$. Ta wyższego rzędu periodyczność o charakterze dudnienia nie jest obserwowana dla atomów ani jąder. Trzeba jednak zauważyć, że pierwsze maksimum tej obwiedni pojawia się przy $N \approx 400$, a więc znacznie powyżej liczby elementów układów atomowych czy jądrowych. Okazuje się, że efekt taki został przewidziany w rozważaniach półklasycznych przez R. Baliana i C. Blocha w 1972 r. [8], na długo przed obserwacją eksperymentalną.

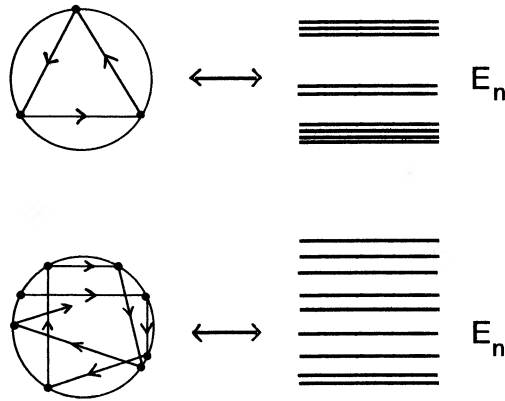
Przypomnę tu zasadę odpowiedniości Nielsa Bohra, która mówi, że w układach, dla których liczby kwantowe o wymiarze działania (Et, px) stają się bardzo duże w porównaniu z \hbar , występuje bliska odpowiedniość pomiędzy ruchem klasycznym i kwantowym. Wystąpi więc odpowiedniość pomiędzy ruchem klasycznej cząstki w potencjale o zadanym kształcie i rozmiarze, a własnościami widma ener-



Rys. 8. Energia wiązania klastrow sodowych w zależności od ich rozmiaru [7]. Widoczna jest struktura powłokowa odpowiadająca liczbom magicznym i periodyczność wyższego rzędu o charakterze dudnień

gii własnych cząstki kwantowej poruszającej się w tym samym potencjale. Można pokazać, że jeśli symetria potencjału jest taka, że klasyczny ruch zachodzi po orbitach zamkniętych, to wartości własne kwantowych energii będą wykazywać strukturę powłokową (rys. 9). Energie własne będą grupowały się w pewnych obszarach energii ze znacznymi przerwami pomiędzy nimi. Jeśli jednak klasyczny ruch jest chaotyczny i każdy tor zajmuje prawie całą dostępną przestrzeń, to wartości własne energii będą rozłożone mniej lub bardziej przypadkowo.

Rozważmy ruch cząstki w potencjale o symetrii sferycznej. Ruch ten można rozłożyć na składową radialną i składową kątową. Energie jednocząstkowe $\varepsilon(n, l)$ zależą od dwóch liczb kwantowych l i n , gdzie l jest orbitalnym momentem pędu, a n jest radialną liczbą kwantową i numeruje poziomy o danym l (n jest większe o 1 od liczby węzłów radialnej funkcji falowej, $n = 1, 2, 3, \dots$). Każdy poziom (n, l) jest $2l + 1$ razy zdegenerowany (przy zaniedbaniu spinu) ze względu na



Rys. 9. Ilustracja zasady odpowiedności Nielsa Bohra (patrz tekst)

niezmienniczość względem obrotów, z której wynika, że energia jest niezależna od azymutalnej liczby kwantowej m .

Struktura powłokowa występuje wtedy, gdy energia jednocząstkowa $\varepsilon(n, l)$ jest w przybliżeniu stała względem pewnych zmian liczb kwantowych. A. Bohr i B.R. Mottelson pokazali [9], że jeśli rozwinie się energię $\varepsilon(n, l)$ w szereg względem punktu (n_0, l_0) na płaszczyźnie (n, l) :

$$\varepsilon(n, l) = \varepsilon(n_0, l_0) + (n - n_0) \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial n} \right)_0 + (l - l_0) \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial l} \right)_0 + \dots,$$

to zbiory w przybliżeniu zdegenerowanych poziomów otrzymamy wtedy, gdy efekt zmiany l będzie kompensowany w energii przez efekt zmiany n . Zachodzi to dla (n, l) spełniających warunki

$$an + bl = \text{const.} \quad \text{i} \quad \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial n} \right)_0 : \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial l} \right)_0 = a : b,$$

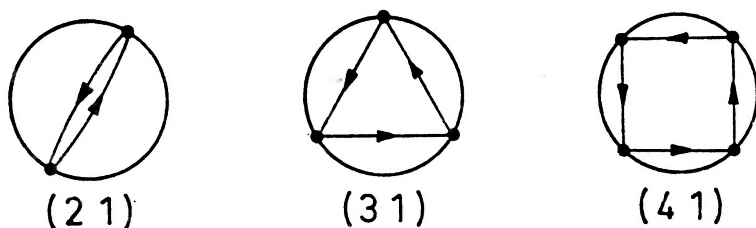
gdzie a i b są małymi liczbami całkowitymi. Różnice pomiędzy energiami $\varepsilon(n, l)$ pochodzą wtedy jedynie od członów rozwinięcia drugiego i wyższych rzędów. Kolejne powłoki, dla których $a : b = \text{const.}$ mogą być oznaczone nowymi liczbami kwantowymi $N_{\text{sh}} = a(n - 1) + bl$. Powłoki o różnych wartościach N_{sh} występują w skali energii z okresem

$$\hbar\omega_{\text{sh}} = \frac{1}{a} \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial n} \right)_0 = \frac{1}{b} \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial l} \right)_0 \propto N^{-1/3},$$

gdzie N jest liczbą cząstek.

3.2. Struktura periodyczna wyższego rzędu: „superpowłoki”

Warunek stacjonarności energii $(\partial\varepsilon/\partial n)_0 : (\partial\varepsilon/\partial l)_0 = a : b$ ma prostą interpretację w przypadku orbit klasycznych. Pochodne energii jednocząstkowej względem n i l określają klasyczne częstości $\partial\varepsilon/\partial n = \hbar\omega_r$ i $\partial\varepsilon/\partial l = \hbar\omega_\varphi$, a więc $\hbar\omega_r : \hbar\omega_\varphi = a : b$, co jest warunkiem periodyczności orbity, która zamyka się po a radialnych i b kątowych okresach. W prostokątnym potencjale sferycznym trajektorie o $a : b = 2 : 1$ odpowiadają klasycznym orbitom wahadłowym, które przechodzą przez centrum potencjału, a więc wykonują 2 radialne oscylacje na każdy okres kątowy (rys. 10). Dla $a : b = 3 : 1$ występuje trajektoria trójkątna, a dla $a : b = 4 : 1$ – kwadratowa.



Rys. 10. Klasyczne orbity zamknięte cząstki w prostokątnym potencjale sferycznym: wahadłowa, trójkątna i kwadratowa, odpowiadające warunkowi periodyczności $a : b = 2 : 1$, $3 : 1$ i $4 : 1$ [8,9]

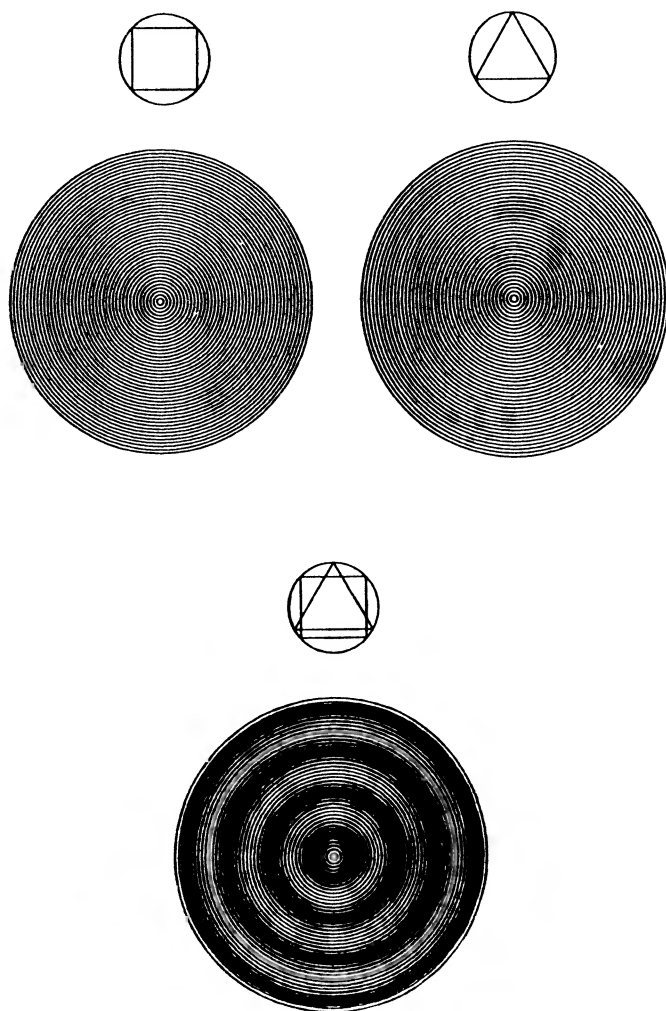
W przypadku lekkich jąder atomowych znaczenie mają jedynie orbity, dla których $a : b = 2 : 1$ (dla potencjału oscylatora harmonicznego i potencjału Woods-Saxona są to orbity eliptyczne), dla cięższych jąder występują także orbity z $a : b = 3 : 1$ [9]. Natomiast orbity z $a : b = 4 : 1$ nie są obserwowane w jądrach.

R. Balian i C. Bloch [8] przedstawili widmo wartości własnych energii cząstki w prostokątnym potencjale sferycznym w postaci sumy wkładów od wszystkich dostępnych klasycznych orbit zamkniętych. Pokazali oni, że można w ten sposób otrzymać strukturę periodyczną wyższego rzędu o charakterze dudnień, i że szczególnie znaczenie mają w tym przypadku klasyczne orbity trójkątna i kwadratowa. Rozważmy klasyczną cząstkę o ustalonym pędzie poruszającą się w prostokątnej studni potencjału o symetrii sferycznej i o danym promieniu R . Liczba o wymiarze działania $\oint p(x)dx$ będzie określona dla każdej z tych dwóch zamkniętych orbit. Jeżeli będziemy powiększać rozmiary studni, to działanie dla obu orbit będzie rosnąć, przyjmując różne wartości, czasem będące krotnością h . Działanie cząstki będzie więc równe krotności h dla dyskretnej wartości promienia R . Dla orbity trójkątnej i kwadratowej zbiory te będą inne ze względu na różnice długości

orbity trójkątnej i kwadratowej, które dla tego samego promienia R studni potencjału są rzędu zaledwie 8%. Ilustrują to czarne okręgi o promieniu R pokazane na rys. 11. Te oscylacje działania pomiędzy całkowitą i niecałkowitą krotnością h odpowiadają występowaniu zamkniętych i otwartych powłok. Rozmiary studni, dla których na obu orbitach cząstka ma wartość działania równą nh pokazane są w dolnej części rys. 11. Widać, że założenie istotnej roli orbity trójkątnej i kwadratowej dla cząstki klasycznej wyjaśnia występowanie dudnień w strukturze powłokowej. Dudnienia te odpowiadają grupowaniu powłok energetycznych, czyli strukturze „superpowłokowej”. Przy rosnącej liczbie N elektronów walencyjnych w klastrze, podejście półklasyczne staje się coraz dokładniejsze, a odpowiedniość pomiędzy wielkościami klasycznymi i kwantowymi coraz ściślejsza. Ta odpowiedniość pozwala zrozumieć, że struktura powłokowa nie jest specjalną własnością potencjału kulombowskiego czy potencjału oscylatora harmonicznego, ale jest wspólną własnością potencjałów o skończonym zasięgu i pewnej symetrii.

Jak już pokazałam, dudnienia te występują także jako wynik bardziej nowoczesnych obliczeń np. energii wiązania klastrow [7]. Udaje się je także zaobserwować eksperymentalnie [4]. Jak już wspominałam, oscylacje częstości występowania klastrow o różnych rozmiarach obserwowane w mierzonych widmach masowych zanikają ze wzrostem rozmiaru klastra (rys. 4). Jest to spowodowane zanikiem efektów powłokowych z temperaturą, obserwowanym także dla jąder atomowych [9]. W eksperymencie badane są klastry w niezerowej temperaturze ($T = 400 - 500$ K) [2-5], podczas gdy obliczenia teoretyczne [7] dotyczą temperatury $T = 0$ K. Jak wiadomo rozkład Fermiego obsadzeń poziomów przy $T \neq 0$ ulega rozmyciu wokół powierzchni Fermiego, które jest proporcjonalne do T . Temperatura określa więc obszar wokół energii Fermiego, w którym średnia liczba obsadzeń zmienia się w sposób istotny. Gdy $T \approx \hbar\omega_{sh}$, to efekty powłokowe w ruchu jednocząstkowym mają mniejsze znaczenie z powodu dużej liczby cząstek, które mogą brać udział we wzbudzeniu. Dla temperatur $T = 400 - 500$ K efekt temperaturowy zaczyna być istotny dla klastrow zawierających 200 - 400 atomów. Konieczne jest więc wprowadzenie poprawki na zanik efektów powłokowych z temperaturą, a jak to zrobić, wiadomo z fizyki jądra atomowego [9]. Po wprowadzeniu takiej poprawki, względna zmiana częstości występowania klastrow pokazana jest na rys. 12 i można stwierdzić, że oscylacje zanikają przy $N \approx 1000$, a pojawiają się ponownie przy wyższych N .

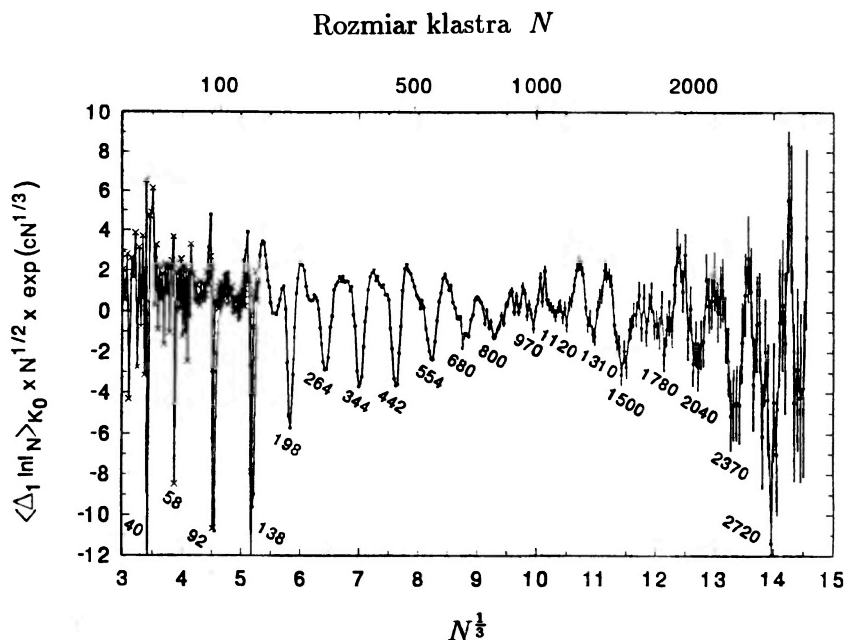
Można więc podsumować, że klastry atomów sodu są dobrym układem do eksperymentalnego badania struktury powłokowej dla dużych liczb kwantowych, dla których korespondencja pomiędzy uporządkowanym ruchem klasycznym a kwantową strukturą powłokową staje się zrozumiała.



Rys. 11. Ilustracja półklasycznego wytłumaczenia występowania dudnień w strukturze powłokowej poprzez uwzględnienie ruchu cząstki po klasycznych orbitach trójkątnych i kwadratowych [4]

3.3. Przejście od struktury powłokowej do struktury geometrycznej

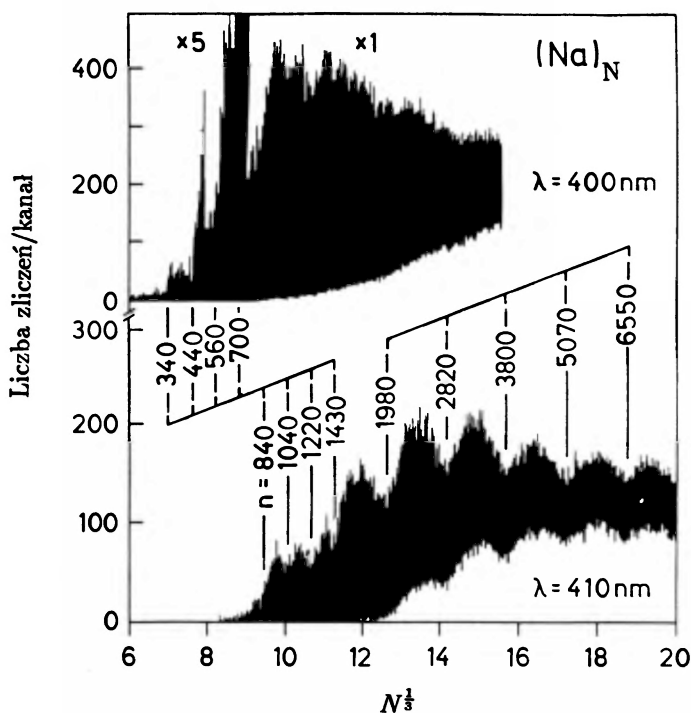
W eksperymentach prowadzonych przez P. Martina w Stuttgarcie zastosowano inną metodę wytwarzania wiązki klastrów sodowych [10,11]. Klastry kondensowały w zimnym gazowym helu o niskim ciśnieniu ok. 100 Pa, skąd były następnie transportowane w strumieniu gazu poprzez wąskie ujęcie do komory próżniowej. Tą metodą wytwarzano wiązkę klastrów o niskiej temperaturze, ok. 100 K, i o gładkim rozkładzie masy, przy czym zakres mas odpowiadał 300 – 22 000



Rys. 12. Względna zmiana częstości występowania klastrów sodu uwzględniająca poprawkę na zanik efektów powłokowych ze wzrostem temperatury [4]

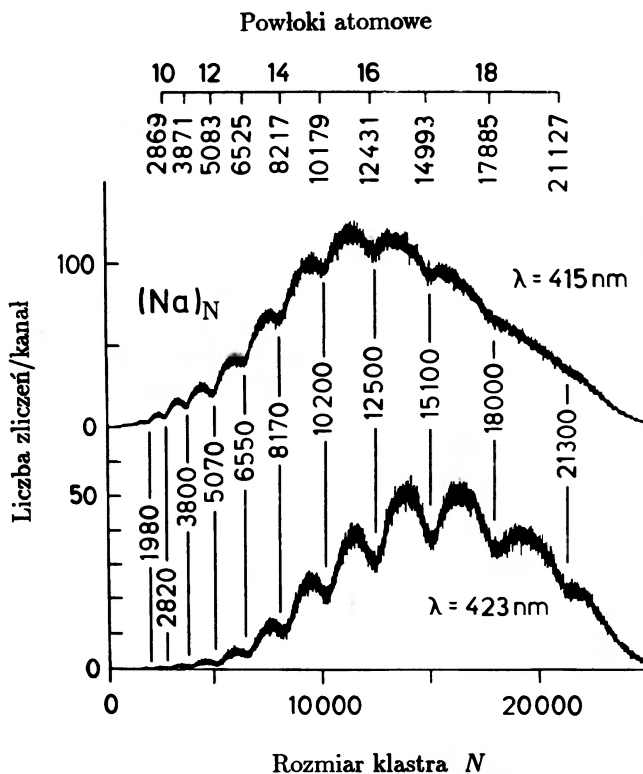
atomów. Następnie klastry te poddawano fotojonizacji światłem laserowym o dokładnie dobranej długości fali, bardzo bliskiej wartości progowej na jonizację. Masy zjonizowanych klastrów wyznaczano metodą czasu przelotu. Energia jonizacji klastra wolno maleje ze wzrostem masy klastra i dlatego w pomiarach tych stopniowo zwiększano długość fali światła laserowego powodującego jonizację. W atomie zamknięcie powłoki elektronowej odpowiada raptownej zmianie energii jonizacji. Podobnie klastry o zamkniętych powłokach mają wysoką energię jonizacji, a o otwartych powłokach – niską. Jeśli energia padającego fotonu jest mniejsza niż energia jonizacji klastra o zamkniętej powłoce, ale większa niż klastra o otwartej powłoce, to w widmie masowym pojawia się ostra krawędź. Zaobserwowano, że odległości pomiędzy tymi krawędziami dla małych obiektów, do $N \approx 1500$, są stałe w skali $N^{1/3}$ i odpowiadają powłokom elektronowym (rys. 13), podobnie jak dla omawianych poprzednio gorących klastrów. Natomiast dla większych obiektów, o $N \geq 1500$, odległości pomiędzy krawędziami w widmie masowym są także stałe, ale wyraźnie większe niż dla gorących klastrów (rys. 13 i 14). Ta nowa struktura o większym kroku została zidentyfikowana jako wynik bliskiego upakowania atomów w dwudziestokianach [10]. Odległości pomiędzy krawędziami w widmie masowym dla $N \geq 1500$ odpowiadają zamykaniu kolejnych powłok

atomowych. Jest to więc bezpośrednio przejście od struktury powłokowej rządzonej własnościami falowymi elektronów do struktury geometrycznej rządzonej cząsteczkowymi własnościami jonów. Odpowiada to jakby przejściu fazowemu od fazy ciekłej do fazy stałej. Tym bardziej, że ogrzanie klastrów powoduje przywrócenie struktury powłok elektronowych. Tak więc małe klastry zachowują się jak krople cieczy. Każdy dodany atom jest absorbowany przez kroplę. Dla $N \geq 1500$ klaster krzepnie i nowy dodany atom kondensuje na powierzchni. Dalszy wzrost zachodzi poprzez dodawanie warstw atomów na zewnątrz sztywnego rdzenia, czyli do tzw. powłok atomowych.



Rys. 13. Widmo masowe zimnych klastrów sodu ($T \approx 100$ K) dla układów złożonych z 300 – 8000 atomów [10]. Dla małych klastrów ($N < 1500$) widoczna jest elektronowa struktura powłokowa; dla dużych klastrów występuje podobna struktura o minimach równoodległych w skali $N^{1/3}$, lecz odległości pomiędzy minimami są większe niż dla małych układów

Struktura powłokowa, elektronowa czy atomowa, powinna pojawiać się w równych w przybliżeniu odległościach w skali $N^{1/3}$, gdzie N jest całkowitą liczbą cząstek. Jeżeli przez N_K oznaczmy liczbę cząstek potrzebną do wypełnienia wszystkich powłok aż do K -tej i rozłożymy N_K na składniki pochodzące od



Rys. 14. Widmo masowe zimnych klastrów sodu dla układów złożonych z 2000 – 22 000 atomów [10]

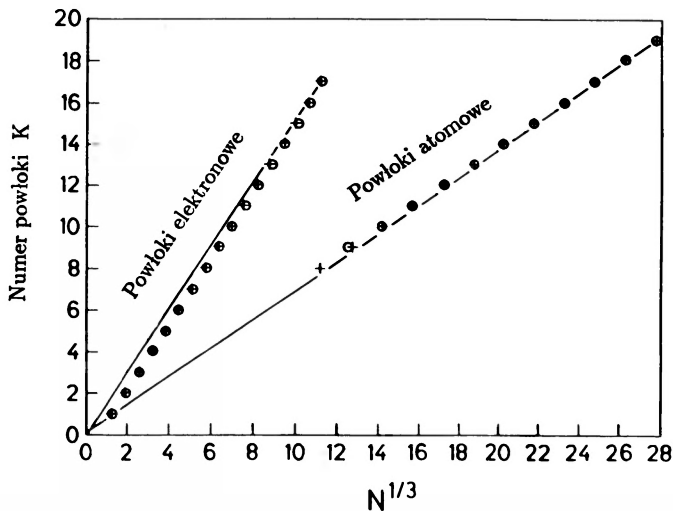
poszczególnych powłok k , to dla powłok elektronowych otrzymamy:

$$N_K = \sum_{k=1}^K \sum_{l=0}^{L(k)} 2(2l + 1) = \frac{2}{9} K^3 + \dots,$$

gdzie $L(k)$ jest najwyższym orbitalnym momentem pędu w powłoce k . W przypadku ścisłego upakowania atomów w dwudziestokątach

$$N_K = \frac{1}{3}(10 K^3 - 15 K^2 + 11 K - 3).$$

Znalezione w eksperymencie liczby atomów odpowiadających zamykaniu kolejnych powłok K dobrze zgadzają się z powyższymi wzorami dla N do ok. 1500 dla powłok elektronowych, a dla wyższych N dla powłok atomowych [11] (rys. 15).



Rys. 15. Wykres zależności numeru powłoki K od $N^{1/3}$, gdzie N jest liczbą atomów potrzebnych do zapełnienia wszystkich powłok aż do K -tej, w klastrze sodu $(Na)_N$. Obserwuje się dwa rodzaje powłok: elektronowe i atomowe [10]

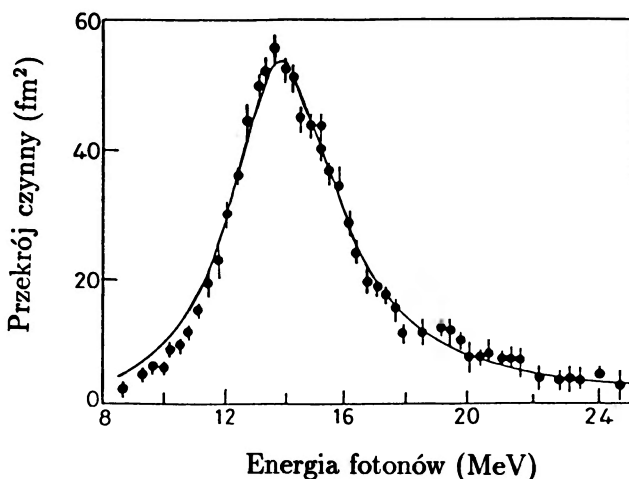
4. Inne zjawiska obserwowane dla klastrow metali, a występujące także dla jąder atomowych

4.1. Kolektywne drgania dipolowe

Obserwacja struktury powłokowej w klastrach atomów metali alkalicznych jest przejawem ruchu jednocząstkowego niezależnych elektronów w efektywnym potencjale średniego pola, który uwzględnia wkłady od rdzenia jonowego i oddziaływania elektron-elektron. Okazuje się, że w układach tych można także wzbudzić ruchy kolektywne. Badania absorpcji światła wykazały występowanie kolektywnych wzbudzeń klastrow metali alkalicznych w postaci rezonansów plazmowych. Są one interpretowane jako dipolowe oscylacje chmury elektronów walencyjnych względem dodatniego rdzenia, analogicznie jak gigantyczny rezonans dipolowy wzbudzany w jądrach atomowych, w którym neutrony i protony oscylują kolektywnie w przeciwnych fazach [12].

Gigantyczny rezonans dipolowy (GDR) jest obserwowany w jądrach atomowych od ponad czterdziestu lat. Odpowiada on wzbudzeniu w jądrze drgań dipolowych, w których biorą udział wszystkie lub prawie wszystkie nukleony. Drgania te, w których protony przemieszczają się względem neutronów, można wywołać bombardując jądro fotonami. Fotony są nośnikami pola elektrycznego, które działa

na dodatnio naładowane protony przesuwając je względem neutronów. Neutrony są elektrycznie obojętne, więc pole na nie nie działa, ale one także ulegają przesunięciu – przeciwnie do protonów, tak aby środek masy jądra mógł pozostać w spoczynku. Przy rozsunięciu protonów i neutronów występuje siła zwrotna, odpowiedzialna za wiązanie nukleonów w jądrze, która powoduje, że zbliżają się one do siebie. Dzięki bezwładności ruch ten jest kontynuowany także po zbliżeniu, co prowadzi do kolejnego rozsunięcia protonów i neutronów, itd. Zanim GDR zostanie stłumiony ze względu na przechodzenie energii na inne stopnie swobody, jądro wykona 3 – 4 oscylacje. Drganie GDR, jak każdy ruch okresowy, charakteryzuje się pewną częstością własną i odpowiadającą jej energią rezonansową, która wynosi ok. 15 – 20 MeV i zależy od jądra. Prawdopodobieństwo absorpcji fotonów o energii E_γ przez jądro jest opisane krzywą rezonansową, tzw. funkcją Lorentza, o szerokości połówkowej Γ związanej z tłumieniem drgań (rys. 16). Ponieważ w drganiu kolektywnym biorą udział wszystkie nukleony, więc przekrój czynny na absorpcję jest bardzo duży, wręcz „gigantyczny”. Gigantyczny rezonans dipolowy może zostać wzbudzony w każdym jądrze, począwszy od ^4He , przy czym dla najlżejszych jąder na wzbudzenia kolektywne nakłada się struktura jednocząstkowa [13].



Rys. 16. Przekrój czynny na absorpcję fotonów przez jądro ^{197}Au jako funkcja energii fotonów [13]

Energia GDR jest w przybliżeniu odwrotnie proporcjonalna do rozmiaru jądra w kierunku działania pola elektrycznego, czyli w kierunku zachodzenia drgań. Dla jąder sferycznych $R \propto A^{1/3}$, a więc $E_{\text{GDR}} \propto A^{-1/3}$ co oznacza, że energia

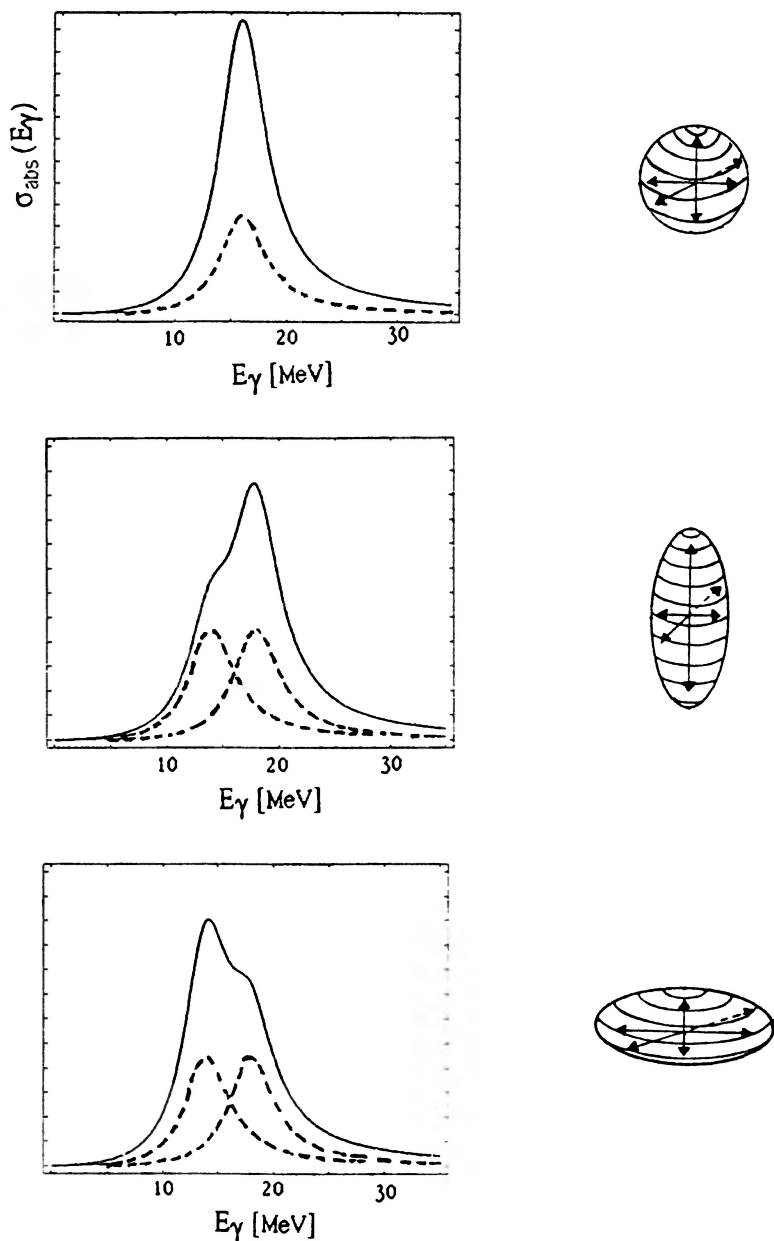
rezonansowa GDR maleje ze wzrostem liczby nukleonów w jądrze. Jeżeli jądro, które bombardujemy wysokoenergetycznymi fotonami, jest sferyczne, to obserwowany rezonans odpowiadający absorpcji fotonów jest pojedynczy. Jeśli jednak jądro jest zdeformowane, to energia rezonansu zależy od kierunku w jakim zachodzą drgania w jądrze. Jeśli protony i neutrony oscylują wzdłuż krótszej osi, to energia jest wyższa, jeśli wzdłuż dłuższej osi, to energia jest niższa. Ponieważ drgania wzdłuż każdej z osi są równie prawdopodobne, więc w przypadku jąder zdeformowanych o symetrii osiowej, najczęściej spotykanych, będziemy obserwować krzywą rezonansową złożoną z 2 składowych, nisko- i wysokoenergetycznej. W zależności od tego, czy jądro jest spłaszczone czy wydłużone, kształt tych krzywych będzie różny (rys. 17). Badając absorpcję fotonów przez jądra można więc określić ich kształt.

Jeśli oświetlimy klastry metalu światłem o dość szerokim zakresie częstości, to zauważymy wyraźne pochłanianie kwantów w mierzonym widmie. Okazuje się, że scałkowany przekrój czynny na fotoabsorpcję jest proporcjonalny do całkowitej liczby elektronów walencyjnych, co potwierdza kolektywny charakter wzbudzenia. Stosunek średniej energii rezonansowej do szerokości rezonansu jest ok. 8, co oznacza, że elektrony wykonują kilka oscylacji względem dodatniego rdzenia, zanim ich ruch stanie się chaotyczny. W klasycznej teorii Miego można wyprowadzić wzór na przekrój czynny na absorpcję światła przez sferyczne cząsteczki metalu o średnicy dużo mniejszej od długości fali światła [14]

$$\sigma(\omega) = \frac{4\pi N e^2}{m_e c} \frac{\omega^2 \Gamma}{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + (\omega \Gamma)^2},$$

gdzie N jest liczbą elektronów walencyjnych, ω_0 jest częstością rezonansową, Γ określa szerokość rezonansu. Można też pokazać, że $\omega_0^2 = Ne^2/(m_e \alpha)$, gdzie α jest statyczną polaryzowalnością elektryczną klastra i $\alpha = Nr_S^3$, gdzie r_S jest promieniem Wignera-Seitza, który dla sodu wynosi ok. 2 Å. Otrzymujemy stąd, że klasyczna energia rezonansu plazmowego nie zależy od rozmiaru klastra i dla sodu wynosi ok. 2.5 eV.

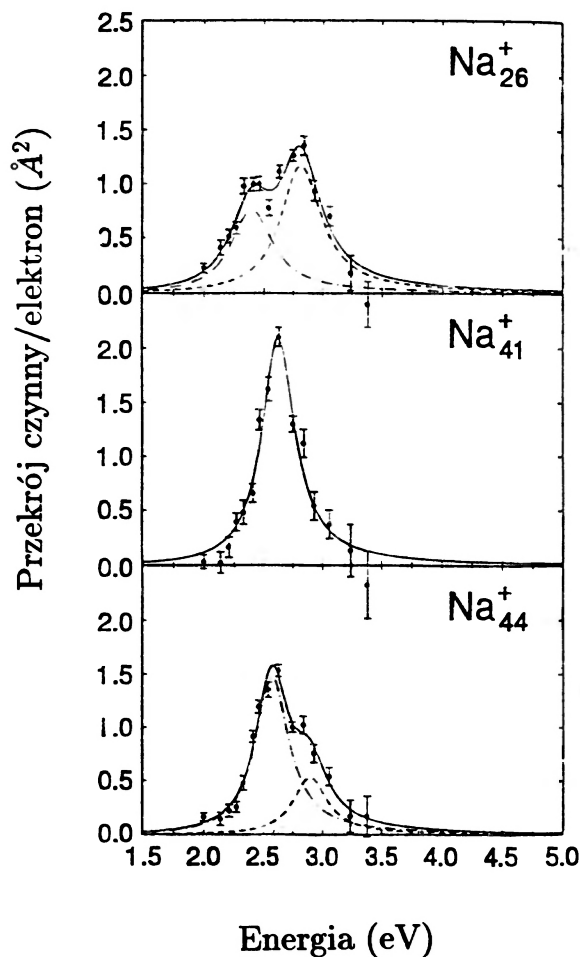
Dla klastrów o zamkniętych powłokach elektronowych przewiduje się kształt sferyczny. Gdy jednak powłoka nie jest zapełniona, to dodawanie elektronów na zewnątrz zamkniętej powłoki może prowadzić do zmiany kształtu klastra w elipsoidę o 3 różnych osiach lub w pewnych przypadkach elipsoidę osiowosymetryczną. Taka elipsoida charakteryzuje się różnymi wartościami α_i dla różnych osi głównych, a więc przekrój czynny na absorpcję światła będzie zależał od orientacji elipsoidy względem polaryzacji fotonu. Dla przypadkowo zorientowanych klastrów o kształcie opisanym przez elipsoidę trójosiową $\sigma(\omega)$ będzie sumą trzech rezonansów o równych wagach, dla klastrów osiowosymetrycznych – sumą dwóch rezonan-



Rys. 17. Zależność kształtu rezonansu dipolowego od kształtu jądra, pokazana dla jądra sferycznego, wydłużonego i spłaszczonego. Linie przerywane odpowiadają poszczególnym składowym GDR. Linia ciągła opisuje całkowity przekrój czynny $\sigma_{\text{abs}}(E_\gamma)$ będący sumą trzech składowych. Ze względu na symetrię jądra występuje degeneracja drgań i poszczególne składowe mogą być identyczne [13]

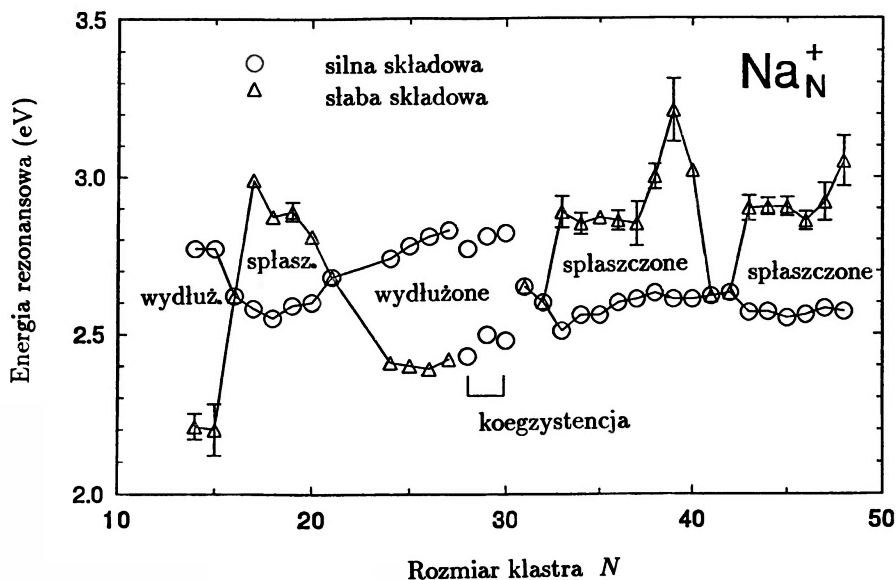
sów, przy czym dla kształtów spłaszczonych stosunek wag $W_1 : W_2 = 2 : 1$, a dla kształtów wydłużonych $W_1 : W_2 = 1 : 2$, analogicznie jak dla jąder atomowych.

Rozpoczęte w 1989 r. systematyczne pomiary przekrojów czynnych na pochłanianie światła przez klastry atomów sodu [14-17] wykazały, że badania te mogą rzeczywiście dostarczyć informacji o kształcie klastrow. Wyniki pokazane na rys. 18 pochodzą z zupełnie świeżej pracy wykonanej w Instytucie Nielsa Bohra w Kopenhadze, w której analizowano klastry sodowe o $N = 14 - 48$ atomów [16,17]. Stwierdzono, że kształt rezonansu odpowiada pojedynczej funkcji Lorentza dla



Rys. 18. Przekrój czynny na pochłanianie światła przez pojedynczo zjonizowane klastry atomów sodu jako funkcja energii fotonów. Poszczególne wykresy odpowiadają klastrom $(\text{Na})_N$ zawierającym N atomów [16,17]

klustrów o magicznej liczbie elektronów walencyjnych (tj. 20, 40), natomiast dla nie-magicznych klastrów zaobserwowano rozszczepienie rezonansu i określono systematyczne zmiany kształtu w zakresie 2 głównych powłok (rys. 19). Tak więc wyniki te potwierdzają strukturę powłokową. Obserwacje te są bardzo podobne do uzyskiwanych przy badaniu GDR w jądrach atomowych. Różnica polega jedynie na tym, że średnia energia rezonansowa dla klastrów jest stała (≈ 2.64 eV), nie zależy od liczby atomów, podczas gdy w jądrach energia rezonansu dipolowego jest proporcjonalna do $A^{-1/3}$.



Rys. 19. Energia rezonansu plazmowego dla klastrów sodu jako funkcja rozmiaru klastra. Energie te zostały wyznaczone z dopasowania sumy trzech funkcji Lorentza z odpowiednimi parametrami do danych doświadczalnych pokazanych na rys. 18 [16,17]

4.2. Rozszczepienie na dwa fragmenty

Innym zjawiskiem obserwowanym zarówno dla klastrów metali jak i dla jąder atomowych jest rozszczepienie. Rozszczepienie klastra jest to rozpad naładowanego klastra na dwa porównywalne, także naładowane fragmenty. Rozszczepienie takie było obserwowane dla klastrów złota Au^{++} ulegających fragmentacji w zderzeniu z atomami Kr [18]. Konkurencyjnym kanałem do rozszczepienia jest wyparowanie obojętnego atomu z klastra. Zauważono, że proces rozszczepienia występuje dla klastrów zawierających 18 lub mniej atomów. Było to zaskocze-

niem, gdyż rozszczepienie znane dla jąder atomowych zachodzi z większym prawdopodobieństwem w jądrach cięższych.

Do orientacyjnego opisu zjawiska rozszczepienia w jądrach atomowych stosuje się model kroplowy [9]. Spróbowano zastosować ten sam model dla klastrow [19]. Kropla naładowana elektrycznie przy dostatecznie dużych deformacjach staje się niestabilna. Stabilność kształtu sferycznego wynika z konkurencyjnego działania wiążących sił powierzchniowych i odpychających sił kulombowskich. Całkowita energia kropli o n atomach i ładunku Z^+ , który jest ładunkiem jonu ulegającego rozszczepieniu, jest sumą energii powierzchniowej

$$E_S = \varepsilon_{S0} n^{2/3} (1 + \frac{2}{5} \alpha_2^2)$$

i energii kulombowskiej

$$E_C = \varepsilon_{C0} n^{-1/3} (1 - \frac{1}{5} \alpha_2^2),$$

gdzie $\varepsilon_{S0} = 4\pi\sigma r_0^2$, σ jest napięciem powierzchniowym dla mikroskopowej próbki, r_0 jest odległością międzyatomową w makroskopowej próbce, α_2 jest parametrem kwadrupolowej deformacji powierzchni, a $\varepsilon_{C0} = Z^2 e^2 / (2r_0)$ jest energią kulombowską naładowanej sfery metalowej.

Jak widać z powyższych wzorów, energia powierzchniowa ($\propto n^{2/3}$) jest minimalna dla kropli kulistej, energia kulombowska ($\propto Z^2 n^{-1/3}$) jest maksymalna dla kropli kulistej. Stabilność na rozszczepienie będzie więc określona przez parametr proporcjonalny do Z^2/n .

Kropla cieczy (tj. jądro czy klastrow metalu) może być niestabilna ze względu na rozszczepienie nawet bez dostarczenia energii z zewnątrz. Dla dostatecznie dużych wartości parametru Z^2/A dla jąder atomowych i Z^2/n dla klastrow metali kropla ulega spontanicznemu rozszczepieniu. Wartość krytyczna tego parametru wynosi dla jąder atomowych $(Z^2/A)_{\text{kryt}} \approx 49$, a dla klastrow $(Z^2/n)_{\text{kryt}} = 12(\frac{4}{3}\pi r_0^3)\sigma/e^2$, co dla sodu daje ok. 1/3. Różnica między tymi dwiema wartościami jest wynikiem różnego rodzaju sił wiążących krople. W jądrach są to silne oddziaływania jądrowe, w klastrach metali – oddziaływanie elektromagnetyczne. Parametr rozszczepialności określa się jako stosunek Z^2/n lub Z^2/A do ich wartości krytycznej. Dla jąder atomowych parametr ten rośnie ze wzrostem liczby nukleonów A , natomiast w klastrach maleje ze wzrostem liczby atomów n . Wynika to z faktu, że dla jąder liczba atomowa Z rośnie ze wzrostem liczby masowej A . W eksperymentach, w których bada się rozszczepienie klastrow, produkuje się klastrow o różnych masach, lecz o tym samym ładunku Z .

Możliwość obserwacji rozszczepienia jest uzależniona od energii progowej na inne konkurencyjne do rozszczepienia procesy. Główną konkurencyjną reakcją dla

obu omawianych obiektów: jąder atomowych i klastrów metali jest „parowanie” cząstek. Stwierdzono, że mimo iż parametr rozszczepialności dla klastrów zachowuje się inaczej niż dla jąder, to prawdopodobieństwo rozszczepienia rośnie wykładniczo z Z^2/n dla klastrów, analogicznie jak dla jąder w funkcji Z^2/A [19].

Na zakończenie wspomnę o usiłowaniach idących w kierunku pomiaru temperatury początkowej klastra. Obecnie ocenę tej temperatury prowadzi się na podstawie pomiaru czasu lotu klastra i biorąc pod uwagę procesy wyparowywania pojedynczych obojętnych atomów. Myśli się o tym, żeby podobnie jak dla jąder atomowych wyparowujących neutrony, określać tę temperaturę z widma wyparowywanych atomów.

Literatura

- [1] O. Echt, K. Sattler, E. Recknagel, *Phys. Rev. Lett.* **47**, 1121 (1981).
- [2] S. Bjornholm, J. Borggreen, O. Echt, K. Hansen, J. Pedersen, H.D. Rasmussen, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 1627 (1990).
- [3] W.D Knight, K. Clemenger, W.A. de Heer, W.A. Saunders, M.Y. Chou, M.L. Cohen, *Phys. Rev. Lett.* **52**, 2141 (1984).
- [4] J. Pedersen, S. Bjornholm, J. Borggreen, K. Hansen, T.P. Martin, H.D. Rasmussen, *Nature* **353**, 733 (1991).
- [5] S. Bjornholm, *Contemp. Phys.* **31**, 309 (1990).
- [6] W. Ekardt, *Phys. Rev. B* **29**, 1558 (1984).
- [7] H. Nishioka, K. Hansen, B.R. Mottelson, *Phys. Rev. B* **42**, 9377 (1990).
- [8] R. Balian, C. Bloch, *Ann. Phys.* **69**, 76 (1971).
- [9] A. Bohr, B.R. Mottelson, *Struktura jądra atomowego*, t. 2 (PWN, Warszawa 1984).
- [10] T.P. Martin, T. Bergmann, H. Gohlich, T. Lange, *Chem. Phys. Lett.* **172**, 209 (1990).
- [11] T.P. Martin, T. Bergmann, H. Gohlich, T. Lange, *Z. Phys. D* **19**, 25 (1991).
- [12] R.A. Broglia, J.M. Pacheco, C. Yannouleas, *Phys. Rev. B* **44**, 5901 (1991).
- [13] B.L. Berman, S.C. Fultz, *Rev. Mod. Phys.* **47**, 713 (1975).
- [14] K. Selby, M. Vollmer, J. Masui, V. Kresin, W.A. de Heer, W.D. Knight, *Phys. Rev. B* **40**, 5417 (1989).
- [15] K. Selby, V. Kresin, J. Masui, M. Vollmer, A. Scheidemann, W.D. Knight, *Z. Phys. D* **19**, 43 (1991).
- [16] J. Pedersen, J. Borggreen, P. Chowdhury, N. Kebaili, L. Lundsberg-Nielsen, K. Lutzenkirchen, M.B. Nielsen, H.D. Rasmussen, *Z. Phys. D* **26**, 281 (1993).
- [17] J. Borggreen, P. Chowdhury, N. Kebaili, L. Lundsberg-Nielsen, K. Lutzenkirchen, M.B. Nielsen, J. Pedersen, H.D. Rasmussen, *Phys. Rev. B* **48**, 17507 (1993).
- [18] W.A. Saunders, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 3046 (1990).
- [19] W.A. Saunders, N. Dam, *Z. Phys. D* **20**, 111 (1991).

Russell A. Hulse

*Plasma Physics Laboratory
Princeton University
Princeton, NJ, USA*

Odkrycie pulsara w układzie podwójnym*

The discovery of the binary pulsar

Nobel Lecture, 8 December 1993, Stockholm

Dzisiaj mija dokładnie 20 lat od dnia 8 grudnia 1973 roku, kiedy to w Obserwatorium Arecibo w Puerto Rico zapisywałem w notesie obserwację potwierdzającą odkrycie pierwszego pulsara w wyniku systematycznego przeszukiwania nieba, która stała się podstawą mojej późniejszej pracy doktorskiej. Byłem równie podniecony jak teraz, ale oczywiście nie miałem pojęcia, co czeka mnie w nadchodzących miesiącach i co stało się drogą, która ostatecznie doprowadziła mnie tutaj.

Chciałbym państwu przedstawić moją naukową przygodę, opowiedzieć historię intensywnych, wielogodzinnych przygotowań, przypadkowych i przymusowych działań, które próbowały nadać sens wszystkiemu co się obserwuje. Znaczącym i nieoczekiwanym rezultatem tej detektywistycznej historii było odkrycie, z którego wciąż, po 20 latach, wynikają fascynujące rezultaty naukowe, które opisze prof. Taylor w swoim wykładzie.¹ Mam nadzieję, że uda mi się państwa wciągnąć w tę historię i że będziemy mogli wspólnie od nowa przeżyć i przeanalizować proces odkrycia naukowego i natury nauki w kategoriach ludzkiego wysiłku i związanych z nim przeżyć.

*Wykład noblowski, wygłoszony 8 grudnia 1993 r. w Sztokholmie, został przetłumaczony za zgodą Autora i Fundacji Nobla [Translated with permission. Copyright ©1994 by the Nobel Foundation] (przyp. Red.).

¹ Wykład noblowski prof. Taylora opublikujemy w jednym z najbliższych zeszytów (przyp. Red.).

Pulsary

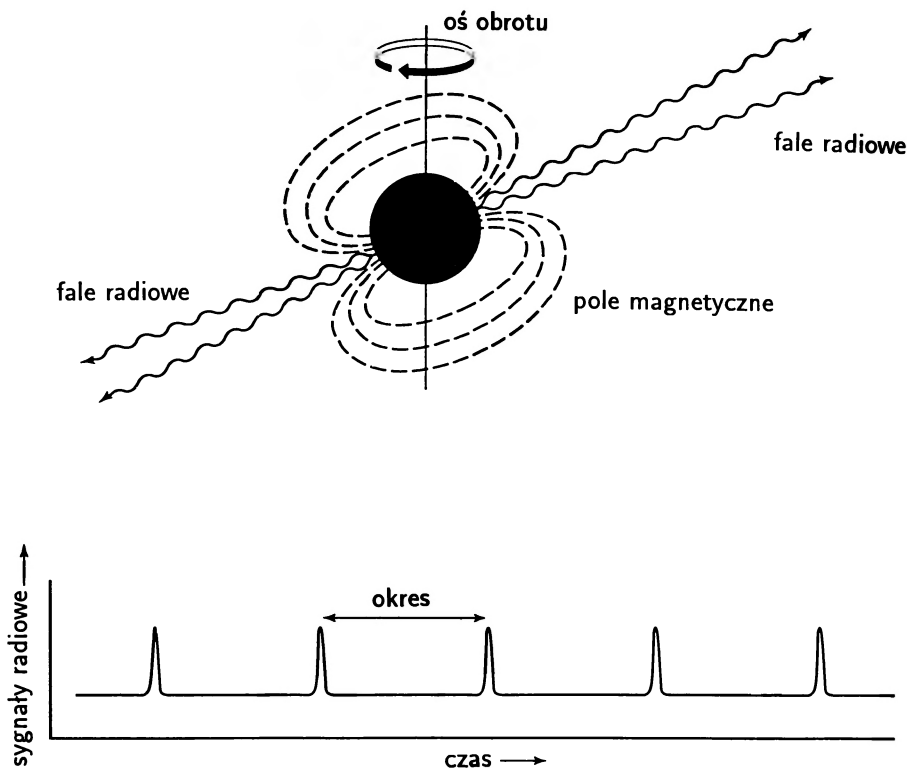
Pulsary zostały odkryte w 1967 r. przez Antony'ego Hewisha i Jocelyn Bell na Uniwersytecie w Cambridge. Odkrycie to uhonorowano Nagrodą Nobla w 1974 r. W tym czasie byli oni zaangażowani w badania szybkich fluktuacji sygnałów astrofizycznych źródeł radiowych, które znane są jako scyntylacje. Z pewnością nie oczekiwali odkrycia całkiem nowej klasy obiektów astrofizycznych, tak jak my nie oczekiwaliśmy odkrycia astrofizycznego laboratorium do testowania ogólnej teorii względności, gdy rozpoczynaliśmy kilka lat później nasze poszukiwania pulsarów w Arecibo. Pulsary rzeczywiście udowodniły, że są obiektami wyjątkowymi, doprowadzając do dwóch podniecających historii naukowych, które rozpoczęły się od przypadku a skończyły Nagrodą Nobla.

Podstawowa natura pulsarów była początkowo tematem intensywnych dyskusji. Obecnie wiemy, że te wyjątkowe źródła regularnie pulsującej emisji radiowej są w istocie szybko obracającymi się gwiazdami neutronowymi. Na rys. 1 pokazano szkic pulsara i odpowiadające mu impulsy tak, jak są one widziane przez radioteleskop.

Gwiazdy neutronowe mają w przybliżeniu masę naszego Słońca upakowaną w obiekcie o promieniu jedynie ok. 10 km. Ponieważ promień Słońca wynosi ok. 7.0×10^5 km, można od razu zauważyć, że mamy do czynienia z wyjątkowo gęstym obiektem. Silne pole grawitacyjne gwiazdy neutronowej wystarcza, by ścisnąć elektrony i jądra zwykłych atomów w materię składającą się głównie z neutronów. W pewnym sensie gwiazda neutronowa jest gigantycznym jądrem atomowym, utrzymywanym jednak w stanie stabilnym przez siły grawitacyjne a nie przez siły jądrowe.

Gwiazdy neutronowe, a zatem i pulsary, powstają w procesie wybuchu supernowej, spektakularnym, końcowym stadium ewolucji gwiazd o masach wielokrotnie większych od masy Słońca. Gdy paliwo jądrowe takiej masywnej gwiazdy ostatecznie się wyczerpie, następujące zapadnięcie się jądra gwiazdy tworzy gwiazdę neutronową. Procesowi temu towarzyszy kataklizm eksplozji, która odrzuca pozostałą otoczkę gwiazdową.

Pochodzenie pulsarów z eksplozji supernowych wyjaśnia dlaczego w 1973 r., na początku mojej pracy doktorskiej, nie uważano za zaskakujące, że dostrzeżone do tamtej pory pulsary były gwiazdami pojedynczymi, mimo faktu, że duża część normalnych gwiazd jest obserwowana w układach wielokrotnych. Wydawało się sensownym oczekiwanie, że ogromna utrata masy gwiazdy podczas wybuchu supernowej prowadzi do zniszczenia orbity jakiegokolwiek towarzysza w momencie tworzenia pulsara. Odkrycie pierwszego podwójnego pulsara wniosło natychmia-



Rys. 1. Diagram konceptyjny przedstawiający pulsar jako szybko wirującą gwiazdę neutronową, emitującą wąskie wiązki fal radiowych z obszarów biegunowych jej wewnętrznego pola magnetycznego. Pokazany jest również schemat periodycznego sygnału radiowego produkowanego przez pulsar i rejestrowanego przez ziemski radioteleskop

stowe uzupełnienie do stanu ówczesnej wiedzy, że choć zniszczenie towarzysza jest bardzo prawdopodobne, to nie całkiem konieczne.

Zachowanie momentu pędu i strumienia magnetycznego podczas zapadania się gwiazdy, w wyniku którego tworzy się gwiazda neutronowa, prowadzi do szybkiego obrotu pulsara i wzmocnienia pola magnetycznego do wartości rzędu 10^{12} gausów. Pole to jest naszkicowane na rys. 1 jako głównie dipolowe, choć w rzeczywistości zakłada się, że posiada pewną strukturę, co przedyskutujemy za chwilę. Kombinacja szybkiego obrotu pulsara z tym silnym polem magnetycznym powoduje powstanie bardzo wąskich wiązek promieniowania radiowego, emitowanych z regionu biegunów magnetycznych. Jeśli zdarzy się, że jedna (lub czasem obie) z tych wiązek będzie skierowana tak, że omiecie Ziemię, widzimy charakterystyczne impulsy z pulsara. Efekt ten jest podobny do efektu latarni morskiej,

gdzie stale generowana, ale rotująca wiązka światła widziana jest przez obserwatora zewnętrznego jako pulsujący błysk za każdym razem, gdy latarnia celuje w jego kierunku.

Uśrednianie synchroniczne kilkuset pojedynczych impulsów przez złożenie całej serii w fazie daje profil średni impulsu z dobrym stosunkiem sygnału do szumu, jak pokazano na rys. 1. Ten średni lub scałkowany profil ma wysoce stabilny, charakterystyczny dla każdego pulsara kształt, tak jak odcisk palca u ludzi. Profile średnie przybierają różne kształty; od bardzo prostych pojedynczych maksimumów do złożonych kształtów z podwójnymi lub wielokrotnymi maksimumami, oddając szczegóły geometrii pola magnetycznego indywidualnego pulsara. Szerokości tych profili są na ogół małe w porównaniu z okresem pulsara. Stosunek szerokości profilu do okresu jest rzędu kilku procent dla większości pulsarów.

W obserwacjach pulsarów tutaj omawianych, średni profil jest podstawową jednostką, do której będziemy się odwoływać. Warto zauważyć, że stabilność kształtu średniego profilu dla danego pulsara kontrastuje z bogatą różnorodnością kwaziprzypadkowych form impulsów indywidualnych; nie są one po prostu niezmiennymi kopiami profilu średniego. W tym sensie rys. 1 jest uproszczeniem pokazując, że wszystkie indywidualne impulsy są jednakowe. Ta stabilność impulsu średniego kontrastująca ze zmianami występującymi od impulsu do impulsu jest rozumiana przez odniesienie kształtu impulsu średniego (tzn. kształtu wiązki promieniowania pulsara) do ustalonej geometrii pola magnetycznego, podczas gdy emisje lokalne o mniejszej skali, zgodne z więzami narzuconymi przez strukturę tego pola magnetycznego, generują impulsy indywidualne.

Precyzyjne pomiary faktycznych okresów pulsacji, zdefiniowanych przez czasy przyjscia średnich profili, pokazują, że pulsary są wyjątkowo precyzyjnymi zegarami. Ta stabilność jest intuicyjnie zgodna z identyfikacją obserwowanego okresu pulsara z wysoce stabilnym wirowaniem ekstremalnie ściśniętego obiektu o masie ok. 1 masy Słońca. Fakt, że pulsary są tak precyzyjnymi zegarami, jest bardzo istotny dla mojej historii pulsara podwójnego. Profesor Taylor w swoim wykładzie opisał metody chronometrażu pulsarów bardziej szczegółowo. Ja chciałbym tylko powiedzieć, że dla PSR 1913+16, tj. pulsara podwójnego na którym się dzisiaj skupimy, pomiary okresu są prowadzone do 14 miejsc znaczących, co rywalizuje z dokładnością najlepszych zegarów atomowych. Tak więc bez wahania można używać tego pulsara do nastawiania zegarków!

Poszukiwanie pulsarów

Kiedy Joe Taylor zaproponował mi na Uniwersytecie w Massachusetts pracę doktorską na temat poszukiwania pulsarów, nie zastanawiałem się długo. Projekt obejmował zagadnienia z zakresu fizyki, radioastronomii i obliczeń komputerowych. Każda z tych dziedzin wydała mi się szczególnie interesująca.

W 1973 r. poszukiwanie pulsarów nie było wcale projektem nowatorskim. Od odkrycia pulsarów w 1967 r. prowadzono wiele poszukiwań i do momentu, kiedy rozpocząłem moją pracę doktorską znano ok. 100 pulsarów. Mimo, że teleskopy i metody analizy używane do poprzednich poszukiwań były zróżnicowane i wiele z poszukiwań zakończyło się sukcesem, nadszedł czas na znalezienie nowej metody poszukiwania pulsarów, o znacznie wyższej czułości niż metody dotychczas stosowane.

Było wiele motywacji do takich poszukiwań. Po pierwsze duża liczba nowych pulsarów odkrytych tą metodą dałaby bardziej kompletną statystykę dotyczącą okresów pulsarów, pochodnych okresów, charakterystyki impulsów, rozkładu w naszej galaktyce itp. wraz z możliwymi korelacjami między tymi wielkościami. Ponadto, dzięki temu, że sygnały radiowe pulsarów wędrując do nas są spowalniane, rozpraszane i ich polaryzacja zmienia się mierzalnie, otrzymujemy znakomitą informację o własnościach przestrzeni międzygwiazdowej w naszej galaktyce. Przeto znalezienie większej liczby nowych pulsarów, szczególnie tych dalszych, byłoby bardzo wartościowe dla badań galaktycznych. Dodatkowo oprócz badań statystycznych populacji pulsarów, poszukiwanie daje nadzieję na znalezienie wyjątkowo interesujących indywidualnych pulsarów, np. pulsarów o bardzo krótkim okresie. Rzeczywiście, ponieważ pulsary bardzo odległe i pulsary o krótkim okresie były najtrudniejsze do wykrycia z powodów technicznych, były one najbardziej dyskryminowane w poprzednich pracach. Zauważyliśmy możliwość poprawienia tej sytuacji za pomocą nowego, opartego na obliczeniach komputerowych, podejścia do problemu poszukiwania pulsarów.

(I rzeczywiście, Joe motywując swój wniosek do National Science Foundation (NSF) o fundusze na komputer potrzebny do tych badań podkreślił m.in. to, że odkrycie nawet jednego pulsara w układzie podwójnym byłoby bardzo cenne, ponieważ można by wyznaczyć masę pulsara. Ale oczywiście wtedy nie bardzo liczyliśmy na takie odkrycie ani też nie mogliśmy przewidzieć, do czego mogłoby ono doprowadzić!)

Radioteleskop w Arecibo

Ponieważ pulsary są stosunkowo słabymi źródłami radiowymi, które, aby odróżnić ich pojedyncze impulsy, muszą być obserwowane przy wysokiej rozdzielczości czasowej, potrzebne są duże radioteleskopy zbierające możliwie jak najwięcej sygnałów. Pulsary mają również bardzo strome widma radiowe, co oznacza, że są najsilniejsze przy niskich częstotliwościach radiowych i w związku z tym obserwowane najczęściej w przedziale od 100 MHz do 1000 MHz, czyli częstotliwościach podobnych do używanych przez stacje telewizyjne. Dlatego też pierwszym wymaganiem nowej, bardzo czułej metody poszukiwania pulsarów, było użycie największego radioteleskopu nadającego się do prac nad pulsarami przy niskich częstotliwościach. Odpowiedź na ten wymóg była prosta: Arecibo.

Radioteleskop w Arecibo o średnicy 305 m jest największym jednoelementowym radioteleskopem na świecie. Na rys. 2 pokazano jego widok z lotu ptaka. Aby utrzymać tak duży reflektor, radioteleskop został zbudowany w niecce doliny o naturalnym kształcie miski. Dolina ta znajduje się w północnozachodniej



Rys. 2. Radioteleskop w Arecibo o średnicy 305 m, użytkowany przez Uniwersytet Cornell dla Narodowej Fundacji Nauki (NSF) jako część Narodowego Centrum Badań Astronomicznych i Jonosferycznych (NAIC)

części wyspy Puerto Rico, kilka kilometrów od miasta na wybrzeżu, od którego pochodzi nazwa teleskopu.

Mimo że stały reflektor ustawiony jest dokładnie do góry, teleskop Arecibo jest sterowany w przedziale 20 stopni od zenitu przez użycie ruchomych anten. Anteny te zamontowane są na platformie zbudowanej ze stalowych kratownic, podtrzymywanej linami na wysokości 130 m nad powierzchnią reflektora. Użycie 30-metrowej anteny² operującej na 430 MHz oraz doskonałych niskoszumowych odbiorników w Arecibo, dało możliwości potrzebne dla naszych poszukiwań pulsarów. Ograniczona sterowalność anteny była ceną do przyjęcia dla uzyskania wyjątkowo dużej czułości. Jak się później przekonamy, miało to również interesujące konsekwencje dla odkrycia pulsara w układzie podwójnym.

Przestrzeń parametryczna; ostatnia granica

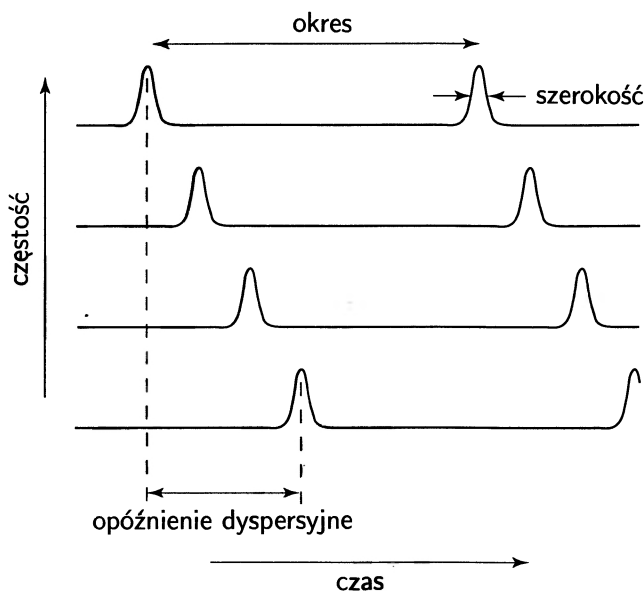
W celu detekcji jakiegokolwiek sygnału z optymalną czułością musimy całkowicie scharakteryzować jego własności i wymyślić odpowiednio dopasowany filtr, który w pełni wykorzysta te własności. Trzema krytycznymi, z tego punktu widzenia, własnościami sygnału pulsara są: jego dyspersja, okres i szerokość impulsu, co zostało pokazane na rys. 3. Dyspersja związana jest z propagacją sygnału przez skupiska swobodnych elektronów w materii międzygwiazdowej. Im niższa częstość tym impulsy docierające do Ziemi są bardziej opóźniane. Istnienie okresu charakterystycznego dla każdego pulsara zostało już omówione. Natomiast szerokość impulsu została przyjęta za istotny parametr opisujący kształt profilu średniego impulsu.

Ponieważ przy poszukiwaniu pulsara nie znamy z góry jego dyspersji, okresu i szerokości impulsu, musimy, w celu przeprowadzenia zoptymalizowanej detekcji, przeszukiwać szeroki zakres możliwych wartości tych trzech parametrów. Taka analiza sygnałów musi być wykonana w każdym punkcie nieba. Dodając dwie współrzędne położenia gwiazdy do trzech parametrów sygnału pulsara otrzymujemy pięcioparametrową przestrzeń, w której należy prowadzić poszukiwania.

Tak więc istotą uzyskania największej możliwej czułości nowej metody poszukiwania pulsarów była zdolność skutecznego przeszukania w danych obserwacyjnych tej trójparametrowej przestrzeni dyspersji, okresu i szerokości impulsu. Oznaczało to z kolei, że istotną nową cechą tych poszukiwań w porównaniu z tym, co zostało wcześniej zrobione, jest analiza komputerowa, a nie możliwości

² Chodzi tu o 30-metrowej długości antenę helikalną (falowód) zwisającą z platformy i zbierającą promieniowanie odbite od 305-metrowego zwierciadła sferycznego, dla którego ognisko nie jest punktowe lecz liniowe (pokrywające się z 30-metrową anteną) (przyjp. tłum.).

teleskopu czy innych urządzeń peryferyjnych.



Rys. 3. Opis rejestrowanego sygnału pulsara jako funkcji częstości i czasu z zaznaczeniem trzech parametrów istotnych przy poszukiwaniach pulsarów: dyspersji, okresu oraz szerokości impulsu

Dedyspersja

Sygnały radiowe pulsarów ulegają dyspersji podczas ich przejścia przez chmury swobodnych elektronów w materii międzygwiazdowej. Efekt ten powoduje, że najpierw przychodzą impulsy o wysokich częstościach, a następnie o niższych, co ilustruje rys. 3. Wielkość tego efektu jest proporcjonalna do całkowitej gęstości swobodnych elektronów na drodze między pulsarem a Ziemią. Nazywa się ją miarą dyspersji (DM) i podaje w jednostkach pc cm^{-3} .

Dyspersja stwarza znaczne problemy przy obserwacji pulsarów. Aby poprawić czułość obserwacji źródeł radiowych, używa się zwykle szerokopasmowych odbiorników. Wielkość efektu dyspersji przy częstościach zwykle używanych w obserwacjach pulsarów jest taka, że opóźnienia dyspersyjne są istotne nawet dla pasma rzędu kilku MHz. Dlatego też bez specjalnej obróbki zarejestrowany impuls byłby rozmyty. Na przykład w obserwatorium Arecibo na częstości centralnej 430 MHz opóźnienie dyspersyjne w pasmie 8 MHz dla pulsara o $DM \approx 200 \text{ pc cm}^{-3}$

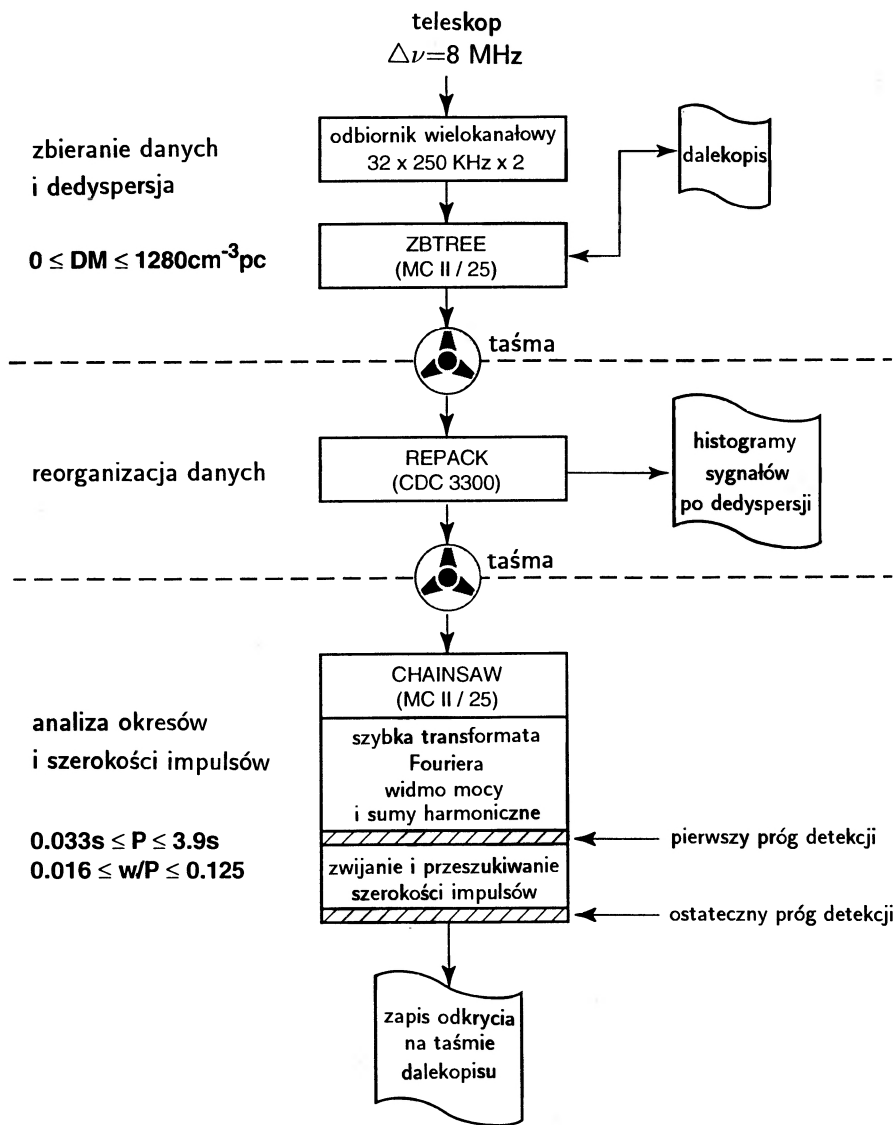
wynosiłoby 170 ms. Ponieważ opóźnienie to jest o wiele większe niż typowa szerokość impulsu lub nawet cały okres pulsara krótkookresowego, dedypersja musi być istotnym elementem obserwacji pulsarów. Uzyskuje się ją przez użycie wielokanałowego odbiornika rozdzielającego całe obserwowane pasmo na pojedyncze, węższe kanały tak, że rozmycie dyspersyjne w każdym kanale jest zaniedbywalne. Następnie dodaje się do siebie poszczególne kanały z uwzględnieniem poprawek na opóźnienie dyspersyjne i w ten sposób uzyskuje się scałkowany profil pulsara.

Podczas gdy dedypersja jest stosunkowo prosta podczas obserwacji znanego pulsara o znanej mierze dyspersji, przy poszukiwaniu pulsarów musimy uwzględnić równocześnie wszystkie możliwe miary dyspersji. Żąda się więc, by dane przychodzące z wielokanałowego odbiornika były dodane do kolejnych kanałów dla całego obszaru możliwych opóźnień dyspersyjnych. W celu obliczenia odpowiednich opóźnień i sumowania przychodzących danych z możliwością sprawnego eliminowania opóźnień, użyto algorytmu TREE, zwanego tak przez analogię jego struktury obliczeniowej do drzewa.

Proces dedypersji, będący pierwszym krokiem obróbki danych poszukiwania pulsarów, przedstawiony jest na rys. 4. Wielokanałowy odbiornik radioteleskopu w Arecibo, obserwującego niebo na częstotliwości 430 MHz, dzielił całkowite pasmo 8 MHz na 32 sąsiadujące pasma o częstotliwości 250 kHz każde. Odebrane w każdym z tych kanałów sygnały zostały popróbkowane, skorygowane ze względu na dedypersję i zapisane w czasie rzeczywistym na taśmie magnetycznej przez program ZBTREE zainstalowany na minikomputerze Modcomp II/25.

Warto zauważyć, że algorytm TREE poszukiwania pulsarów polega na przeszukiwaniu danych w celu znalezienia charakterystycznie rozmytych impulsów pulsara. Nadwyżka silnych impulsów lub wzrost fluktuacji mocy sygnału wytwarzanego przez słabsze impulsy, występujący przy niektórych niezerowych miarach dyspersji, służy jako kryterium detekcji. Takie podejście, które opiera się jedynie na dyspersyjnej własności sygnału pulsara, jest o wiele mniej czułe niż podejście zawierające pełną analizę okresowości. Ale, w rzeczywistości, właśnie ten prostszy sposób poszukiwania pulsarów był początkowo w Arecibo brany pod uwagę i właśnie na nim oparł Joe Taylor swój wniosek do NSF o sfinansowanie zakupu nowego minikomputera. Otrzymany minikomputer miał wystarczającą moc obliczeniową do przeprowadzenia pełnej dedypersji oraz poszukiwania okresowości. Krytycznym czynnikiem, który wpłynął na nasz sukces w Arecibo, była decyzja przeprowadzenia tego bardziej ambitnego programu czyli pełnej analizy okresowości.

Zapisy oryginalnego poszukiwania rozmytych impulsów zostały zachowane w programie REPACK. Ten pośredni krok przetwarzania danych należało zrobić na komputerze obserwatorium Arecibo CDC 3300, ponieważ Modcomp nie



Rys. 4. Schemat ilustrujący analizę danych poszukiwania pulsarów

miał twardego dysku i dlatego nie miał wystarczająco dużo miejsca na przeorganizowanie danych z ZBTREE w bloki o długości 136.5 sekundy, wymagane przez program do analizy okresowości. Program REPACK wyświetlał histogramy rozkładu mocy sygnału w każdym kanale w celu umożliwienia znalezienia interesujących pulsarów lub innych obiektów, które generują sporadyczne, nieokresowe

impulsy. W praktyce żadne odkrycie nie zostało dokonane tą drogą, choć histogramy okazały się użyteczne do monitorowania procesów dedispersji i ukazania dużych wpływów źródeł ziemskich na dane obserwacyjne (zarówno spowodowanych przez ludzką działalność, jak i przez burze).

Analiza szerokości impulsu i okresu

Wracając znów do rys. 4 widzimy, że aby przeprowadzić końcową analizę okresowości i szerokości impulsów, dane zapisane na taśmach przez program REPACK były z powrotem wczytywane w czasie rzeczywistym do minikomputera Modcomp II/25. Robiliśmy to przy pomocy programu CHAINSAW (ponieważ redukował on dane z programu TREE – myślę, że wymyślenie tej właśnie nazwy to zasługa Jogo Taylor). Analiza okresowości była najintensywniejszą częścią obliczeniową całego poszukiwania i dużo wysiłku włożono w znalezienie algorytmu, który byłby wystarczająco wydajny i nie zmniejszał czułości.

Ułożony ostatecznie algorytm analizy okresowości i szerokości impulsów był algorytmem hybrydowym, łączącym analizę Fouriera i składanie danych. W stadium analizy Fouriera użyto szybkiej transformaty Fouriera (FFT) do wygenerowania rozkładu mocy z każdego całkowania danych. Następnym zadaniem było zajęcie się faktem, że rozkład częstości okresowej serii wąskich impulsów (takich, jakie pochodzą od pulsara) reprezentuje energię sygnału rozłożoną na wiele składowych harmonicznycy częstości podstawowej pulsacji, gdzie liczba harmonicznycy jest odwrotnie proporcjonalna do szerokości impulsu. Składowe harmoniczne były więc sumowane w obrębie rozkładu mocy, przy czym poszczególne sumowania były wykonane dla różnej liczby składowycy harmonicznycy, co zapewniało pokrycie żądanego przedziału okresów i szerokości impulsu.

W drugiej części analizy zidentyfikowano najmocniejsze sygnały ujawnione podczas sumowania składowycy harmonicznycy. Pozwoliło to ustalić próg, jaki służył eliminowaniu z dalszycy rozważań tej części przestrzeni parametrów okresu i szerokości impulsów, która najprawdopodobniej nie zawierała sygnału pulsara. Okresy najbardziej „podejrzanych” kandydatów dla każdej miary dyspersji były później użyte do przeprowadzenia pełnej analizy składania i szerokości impulsów z zadany m stosunkiem sygnału do szumu. Jeśli stosunek sygnału do szumu przekroczył określony próg, był wypisywany na dalekopisie jako możliwe odkrycie pulsara. Wartość progowa była zwykle ustawiona na 7σ (7 razy odchylenie standardowe stosunku sygnału do szumu), co może wydawać się bardzo dużą wartością. Taki wysoki próg był potrzebny, aby ograniczyć liczbę fałszywycy detekcji dla dużej przestrzeni parametrycznej, która była przeszukiwana.

Podsumowanie analizy

Ostatecznie skomputeryzowany system pokazany na rys. 4 połączony z radioteleskopem w Arecibo uzyskał czułość detekcji pulsarów ponad 10 razy większą od uzyskanej przez wszystkie dotychczasowe poszukiwania [1]. W każdym punkcie nieba obserwowanego przez radioteleskop algorytm poszukiwania przebrał ponad 500 000 kombinacji dyspersji, okresu i szerokości impulsów w przedziałach $0 < DM < 1280 \text{ pc cm}^{-3}$, $0.033 \text{ s} < P < 3.9 \text{ s}$ i $0.016 < w/P < 0.125$.

Opisawszy jak wyglądał system poszukiwania na papierze pokażę, jak wyglądał on w rzeczywistości w Arecibo. Rysunek 5 pokazuje moją osobę na tle komputera Modcomp w pokoju kontroli teleskopu Arecibo. Przyznam się, że patrząc na to zdjęcie czuję się trochę staro. I to nie dlatego, że ja się postarzałem, ale ze względu na komputer, który, jak pamiętam, uważaliśmy wtedy za maszynę o wyjątkowej mocy obliczeniowej. Oczywiście, miał on wówczas wystarczającą dla naszych potrzeb moc obliczeniową, ale technologia komputerowa mocno rozwinęła się od czasu, gdy pracowałem w Arecibo.



Rys. 5. Moje zdjęcie na tle minikomputera Modcomp II/25 używanego do poszukiwania pulsarów w Arecibo. Zdjęcie zostało wykonane wkrótce po odkryciu pulsara w układzie podwójnym

Można zauważyć, że komputer mieści się w dwóch surowo wyglądających drewnianych skrzyniach. Zrobiłem je ze sklejki na Uniwersytecie w Massachusetts, aby otrzymać kombinację skrzyni do pakowania i pojemnika na sprzęt w celu przetransportowania komputera do Arecibo. Jest to przykład rozległych umiejętności, których nabywają absolwenci w czasie swej pracy dyplomowej. Może zauważą też państwo kreski namazane z boku skrzyni, blisko jej wierzchu. Są to „karby” znaczące kolejno odkrywane przez układ pulsary.

Sam komputer miał 16 K 16-bitowych słów pamięci. Nie było żadnych elementów zmiennoprzecinkowych, ponieważ wszystkie obliczenia, ze względu na wymaganą szybkość, były prowadzone w postaci całkowitej. Dalekopis służył jako interaktywne urządzenie wejścia/wyjścia, a napęd taśm zapewniał potrzebną pamięć masową i możliwość komunikowania się z innymi komputerami.

Na zdjęciu nie widać tego, że maszyna była oprogramowana w całości w języku wewnętrznym. Kod analizy został zapisany w postaci ponad 4000 poleceń na kartach perforowanych. Również z powodu ograniczeń sprzętowych (16 K pamięci, brak twardego dysku) nie mogłem użyć dostępnych systemów operacyjnych dostarczonych przez producenta, które i tak byłyby za duże i za wolne do naszych celów. Dlatego też zadanie oprogramowania komputera polegało również na napisaniu własnych sterowników dla urządzeń peryferyjnych, obsłudze przerwań itp. Przypominam sobie pewną dumę z tego, że każdy ustawiony bit i każda przeprowadzona przez tę maszynę operacja była w całości kontrolowana przez kod, który ja napisałem. Pamiętam również, jak po ukończeniu tego zadania powiedziałem, że mimo iż praca ta dostarczyła mi wiele wartościowych i interesujących doświadczeń w zrozumieniu i oprogramowaniu komputera na tak podstawowym poziomie, nie chciałbym robić tego po raz drugi.

Przeszukiwanie nieba za pomocą komputera i teleskopu

W czasie, gdy proponowaliśmy użycie radioteleskopu w Arecibo do poszukiwania pulsarów, przechodził on modernizację. Na szczęście, mimo że obserwacje innego typu nie były możliwe podczas prac konstrukcyjnych, poszukiwanie pulsarów nie było zbyt ograniczone zmniejszonymi możliwościami radioteleskopu. Obserwacje można było prowadzić tylko w czasie między pracami konstrukcyjnymi. Dlatego istotne było, aby obserwator mieszkał w Arecibo i wykorzystywał każdy wolny czas na obserwacje. Prowadziłem więc od grudnia 1973 do stycznia 1975 poszukiwania pulsarów przerywane okresowymi wyjazdami do Massachusetts, gdy nie było dostępu do teleskopu.

Oczywiście, długie dni spędzone w Arecibo dały mi wiele doświadczeń, nie-

które z nich wydają się teraz zabawne, ale wtedy nie były wcale tak śmieszne – jak różne momenty, gdy sprzęt zawodził, interferencje rujnowały całe sesje obserwacyjne, itp. Zmaganie się z interferencjami, które występują na niskich częstościach radiowych, jest głównym zadaniem radioastronoma. Pamiętam, na przykład, jak próbowałem wyeliminować jeden uporczywie długookresowy „pulsar”, który pochodził od pulsującego światła ostrzegawczego dla samolotów umieszczonego na jednej z wież podtrzymujących platformę teleskopu. Burze z błyskawicami często prowadzą do straty całego ciągu obserwacji, a kiedy marynarka wojenna USA zdecydowała się przeprowadzić ćwiczenia w pobliżu wybrzeża – po prostu usiadłem w pokoju kontroli i obserwowałem jak sygnały z morskich radarów (czy czegoś podobnego) skakały na analizatorze widma.

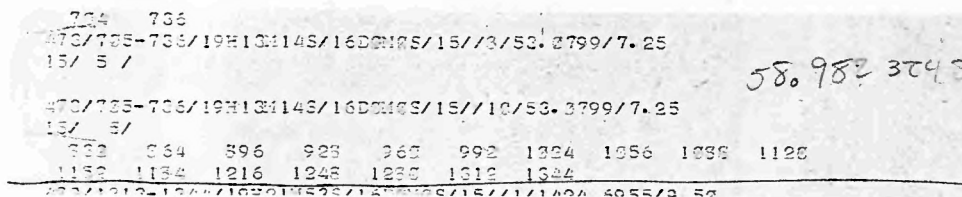
Jak już wspominałem wcześniej, napisanie wartościowej pracy doktorskiej często wymaga umiejętności niezupełnie związanych z oryginalnym tematem pracy. W moim przypadku oznaczało to wykonywanie różnych amatorskich prac inżynierskich gdy zawodziły części minikomputera, w tym zasilanie, kontroler napędu taśm magnetycznych lub gdy w najmniej odpowiednich momentach zawodził konwerter analogowo-cyfrowy.

Używanie radioteleskopu w Arecibo samo w sobie było bardzo pamiętnym osobistym doświadczeniem. Szczególne wrażenie robił na mnie fakt, że mogłem sam sterować teleskopem w czasie pracy. Patrzyłem przez okno w pokoju kontroli, jak olbrzymia konstrukcja z odbiornikami przesuwa się w odpowiedzi na moje polecenia, aby rozpocząć obserwacje. Dawało to uczucie bezpośredniego zaangażowania w obserwacje, patrzenia w niebo z niesamowitym wzmocnieniem moich oczu. W niektórych obserwatoriach pokój kontroli jest tak umieszczony, że nie widać teleskopu w czasie obserwacji. Nie stanowi to praktycznego problemu, ale jest bardziej romantycznie (i również upewnia astronoma, że wszystko jest w porządku) kiedy widzimy poruszający się teleskop!

W końcu system poszukiwania pulsarów zaczął działać wspaniale. Po podsumowaniu poszukiwań odkryto 40 nowych pulsarów [2] na ok. 140 stopniach kwadratowych nieba widzianych przez radioteleskop w Arecibo. Oprócz 40 nowych, zarejestrowano 10 wcześniej znanych pulsarów, co dało miarę sukcesu 4:1 w zwielokrotnieniu liczby znanych pulsarów w tym obszarze. Mimo że było to osiągnięcie samo w sobie bardzo satysfakcjonujące i dawało podstawy do napisania dobrej pracy doktorskiej, zostało jednak przyćmione przez odkrycie najbardziej znaczącego z tych 40 nowych pulsarów: PSR 1913+16.

Interpretacja danych: pulsar w układzie podwójnym

Do lipca 1974 poszukiwanie pulsarów stało się w pewnym sensie rutynowe. Wydrukowałem nawet czyste kopie „formularzy” aby wypełniać je w celu skatalogowania, potwierdzenia i późniejszych uściślonych obserwacji nowych pulsarów. Rysunek 6 przedstawia wydruk dalekopisu odpowiadający obserwacji odkrycia takiego nowego pulsara w danych z 2 lipca 1974. Wydruk ten przedstawia zwięzły skrót istotnych informacji, w tym pozycję pulsara. Współrzędne tego właśnie odkrycia odpowiadają współrzędnym PSR 1913+16, o którym wiemy teraz, że jest to pulsar w układzie podwójnym. W tym przypadku utworzono dwa wydruki ukazujące sygnał o tej samej okresowości pojawiający się w dwóch kanałach dyspersji 8 i 10. Okres pulsara na wydruku wynosi ok. 53 ms, ale moja odręczna notatka dodana wówczas do wydruku poprawia go do prawdziwej wartości 59 ms. Standardowy współczynnik korekcji 1.1112 widoczny na wydruku odpowiada przesunięciu próbkowania z 15 ms do 16.668 ms w celu uniknięcia interferencji pochodzącej od linii wysokiego napięcia o częstotliwości 60 Hz.



Rys. 6. Fragment wydruku komputerowego zawierający odkrycie PSR 1913+16 podczas analizy danych z 2 lipca 1974 r. Aby uniknąć interferencji generowanych przez linię zasilającą 60 Hz, wprowadzono przesunięcie w próbkowaniu danych. Po skorygowaniu tej poprawki, wydrukowany okres pulsara 53 ms zmienił się na 59 ms, co zaznaczyłem odręczną notatką

Liczba 7.25 widoczna na końcu linii wydruku ma szczególne znaczenie, ponieważ wskazuje, że początkowa detekcja pulsara w układzie podwójnym nastąpiła przy odchyleniu standardowym jedynie 7.25σ . Ponieważ wartość progowa detekcji ustawiona była na 7.0, dla tej i większości innych obserwacji oznacza to, że gdyby tego dnia sygnał pulsara był trochę słabszy, nigdy nie zostałby wypisany przez komputer. O mały włos nie doszłoby więc do odkrycia pulsara w układzie podwójnym! Patrząc wstecz, cała ta praca skupiona na uzyskaniu z algorytmów możliwie największej czułości była rzeczywiście warta zachodu.

Formularz odkrycia PSR 1913+16 z mojego notesu pokazany jest na rys. 7. Ukazuje on oryginalną detekcję dla 7.25σ przy 473 przeszukiwaniu, razem z kolej-

nymi potwierdzającymi obserwacjami o numerach 526 i 535, które dały wyniki z lepszymi stosunkami sygnału do szumu. Komentarz „fantastic” u dołu odnosi się do okresu pulsara 59 ms, co wtedy wskazywało, że jest to drugi co do szybkości znany pulsar. Jedynym szybszym jest słynny 33 ms pulsar w Mgławicy Kraba. W tamtym momencie nie wiedziałem, co może się wydarzyć z tym pulsarem. Zauważcie, że w późniejszych obserwacjach powracałem do tego formularza odkrycia zmieniając wielokrotnie wartość jego okresu i sfrustrowany przekreślając je wszystkie.

PSR 1913+16*

RA	DEC	PERIOD	DM
19 13 14	16°00'	0.05910332	160
19 13 13	16°00'24"	0.0079	167±5
±4 ^s	±60"	59 98/24 1.0591030	

SCAN	DUMES	DM CHNL	FREQ/tree	S/N
473	705-236	8,10	430/2B	7.25
526	1-128	8,9	430/2B	13.0
535	1-384	8	430/2B	15.0

$a = 99.95$ $b = 2.11$ *fantastic!*

Rys. 7. Formularz „odkrycia” z mojego notesu rejestrujący detekcję i potwierdzenie odkrycia PSR 1913+16

Po zebraniu grupy odkryć nowych pulsarów kolejne sesje obserwacyjne poświęcone były otrzymaniu dokładniejszych wartości okresów pulsarów. Pierwsza próba otrzymania dokładniejszej wartości okresu PSR 1913+16 nastąpiła 25 sierpnia 1974, blisko dwa miesiące po odkryciu. Standardowa procedura wymagała zrobienia dwu osobnych 5 do 15-minutowych obserwacji każdego pulsara; jednej na początku i drugiej bliżej końca ok. 2-godzinnego czasu obserwacji dostępnego codziennie dla danego obiektu w Arecibo. Następnie dane te były składane osobno dla każdego okresu i bezwzględnego czasu przyścia dla obu niezależnych obserwacji. Po uwzględnieniu poprawki na przesunięcie dopplerowskie

związane z ruchem Ziemi, okresy otrzymane przez to sumowanie były wystarczająco dokładne, aby, używając tych dwóch czasów przyjsia, połączyć je z fazą impulsu między obserwacjami.

Jak widać na rys. 8 moja pierwsza próba przeprowadzenia tej standardowej procedury dla PSR 1913+16 25 sierpnia dała całkowicie kłopotliwe wyniki. Za-

PERIOD REFINEMENT FOR PSR 1913+16^B

DATE 8/25/74

RA 19 13 14 DEC 16 00'

CDC INTERFACE SAMPLES EVERY 5 MSEC FROM 10 MSEC TREE, CHNL 14

SCAN	AST START	# RECORDS	2209 PERIOD	2209 ZEROLAG	DOPPLER
567	20 46 30	180	.059 028 056	.0176	.999 950 152
574	22 11 10	180	.059 000 696	.0539	.999 449 530

FWHM ~ 15 msec (badly smeared - 2209 has ~~period~~ problems)

check agreement between 567 and 574. $dp \sim \frac{(-.015)(.06)}{900} \sim .000001$

$P_{567} = .059 025 113 5$

$P_{574} = .058 997 718 2$

error .000 027 - no obviously 2209 is not able to get a good period, due to some characteristics of pulse

$DN \sim \frac{dp}{.059} \frac{I_{max}}{85160} \sim 2.4$ so interpolation not possible

Rys. 8. „Formularz czyszczenia okresu” z mojego notesu, ilustrujący pierwsze niepowodzenia w uzyskaniu poprawnego okresu PSR 1913+16

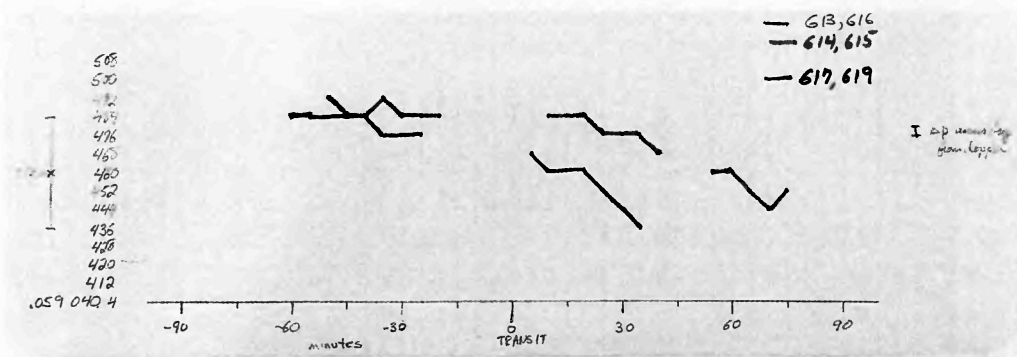
wsze przed kontynuowaniem dalszych obliczeń, rutynowo porównywałem okresy znalezione za pomocą dwóch osobnych obserwacji, aby jeszcze raz sprawdzić, czy nic nie szwankuje. Jak widać z moich notatek, coś rzeczywiście szwankowało – i to całkiem poważnie! Zamiast otrzymania dwóch jednakowych w granicach błędów doświadczalnych okresów z poprawkami dopplerowskimi, dostałem okresy różniące się o ogromną wartość 27 mikrosekund. Moją reakcją nie było oczywiście „Eureka – to jest odkrycie”, ale raczej nerwowe „Do diabła – co teraz jest

źle?” Po drugiej próbie przeprowadzenia tych samych obserwacji dwa dni później i otrzymaniu jeszcze większej rozbieżności, postanowiłem jednak dojść do sedna tego problemu, cokolwiek by to było, i w końcu otrzymać dobry okres tego opornego pulsara.

Choć naprawdę nie mogłem sobie wyobrazić jaki wyjątkowy problem instrumentalny czy analityczny mógł powodować takie błędy, było faktem, że PSR 1913+16 z okresem 59 ms był najszybszym pulsarem, jaki do tej pory obserwowałem. Jego impulsy nie były więc dobrze rozdzielone przy próbkowaniu 10 ms, którego używałem przy tych obserwacjach. Przypuszczałem, że mogło to mieć coś wspólnego z tym problemem. Trudność z osiągnięciem lepszej rozdzielczości czasowej polegała na tym, że używałem algorytmu dedispersji ZBTREE, który nie mógł być wykonywany przez komputer szybciej niż w tempie 10 ms. Zatem osiągnięcie lepszej rozdzielczości oznaczało przeprowadzenie specjalnych obserwacji tego pulsara. Musiałem napisać specjalny program dla komputera CDC 3300 działającego w Arecibo i na nowo sformatować uzyskane dane.

Pierwsze dane przy użyciu nowego systemu obserwacyjnego zebrałem 1 i 2 września, mniej więcej tydzień po tym, jak problemy z wyznaczeniem okresu stały się oczywiste. Gdy pracowałem nad nowym systemem, próbowałem przekonać sam siebie, że jak tylko osiągnięta zostanie nowa, wyższa rozdzielczość obserwacji, problem po prostu zniknie. Oczywiście, nowe dane dały całkowicie odwrotny rezultat – problem był jeszcze gorszy. Okres wciąż się zmieniał, ale teraz nie można było winić słabej rozdzielczości. Rysunek 9 przedstawia wykres z mojego notatnika wykonany dla pierwszych danych okresu uzyskanych za pomocą nowego systemu. PSR 1913+16 był obserwowany przez tak długi czas jak to było możliwe każdego z tych dwóch dni i obserwowane zmiany okresu z czasem są pokazane dla ok. 2 godzin obserwacji. Dane z obu dni zaznaczyłem kolorami w notesie, czego na rysunku dobrze nie widać. Dane z pierwszego dnia przedstawia górna łamana krzywa, a dane z drugiego – krzywa dolna. Przerwy w krzywych spowodowane są brakami danych, które są nie do uniknięcia. Obie krzywe wykazują to samo zachowanie: okres rozpoczyna się dużymi wartościami i następnie stopniowo przesuwa się ku niższym. Wielkość zmiany przesunięcia dopplerowskiego Ziemi w tym czasie zaznaczona jest małą kreską błędu po prawej stronie krzywej; nawet jeśli ta korekta została zrobiona całkiem niepoprawnie, nie mogła spowodować tego, co tu widziałem. Takie konsekwentne przesunięcie podczas obserwacji lub doświadczenia zwykle wskazuje na problem instrumentalny, ale tym razem nie miałem żadnych pomysłów, co mogłoby powodować ten efekt. Oczywiście standardy precyzji czasu w obserwatorium Arecibo nie dopuszczały tak dużych przesunięć! Ale nagle, patrząc na wykres zauważyłem, że choć dwie krzywe wykazujące tę samą tendencję opadania nie były całkiem identyczne, nałożyłyby się

na siebie gdyby przesunąć je wzajemnie o 45 minut. Podczas gdy dokładnie przypominam to sobie jako przełomowe spojrzenie na rzeczywistą zmienność okresu, nie przypominam sobie, czy cały obraz PSR 1913+16 jako pulsara w układzie podwójnym, był od razu jasny dla mnie w tej samej chwili. Wiem jednak, że w krótkim czasie byłem pewien, że zmiany okresu, które obserwowałem były spowodowane przesunięciem dopplerowskim wynikłym z prędkości orbitalnej pulsara wokół towarzyszącej gwiazdy.

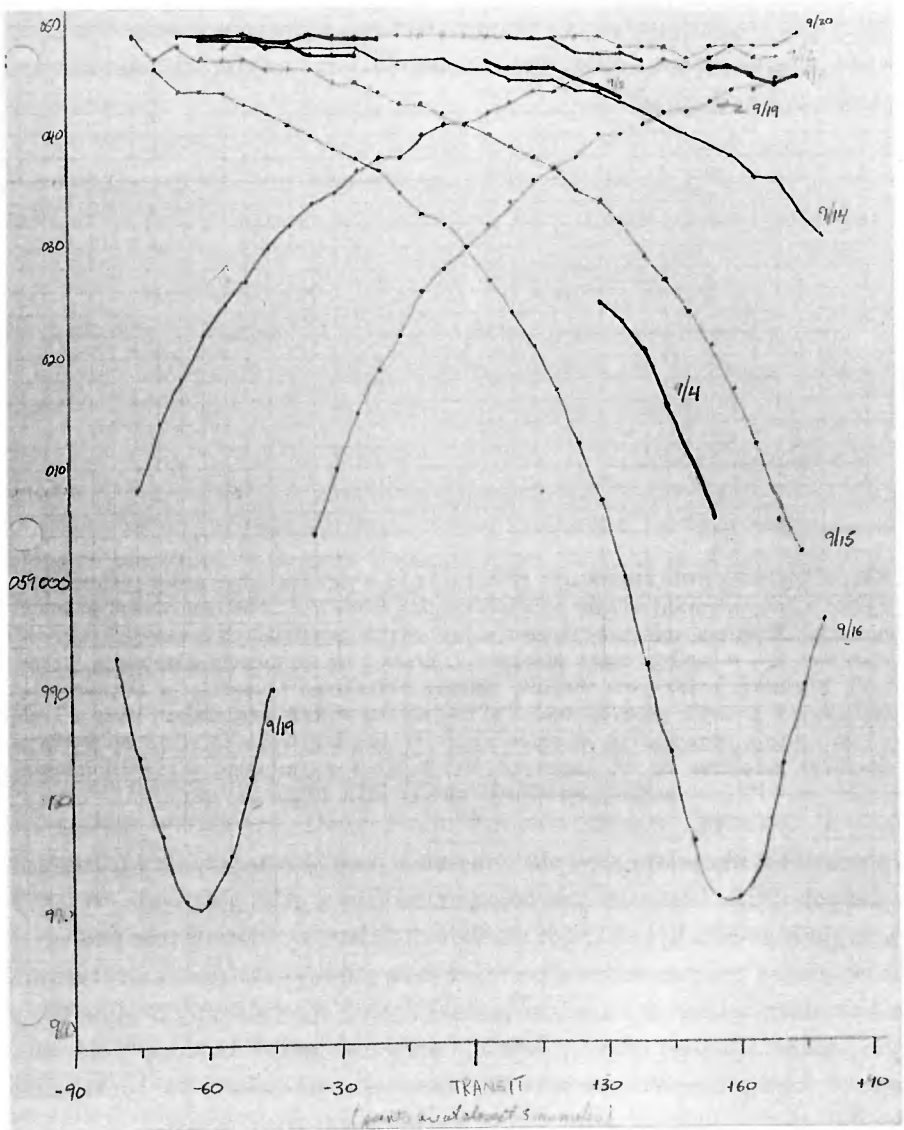


Rys. 9. Pierwsze dwie obserwacje PSR 1913+16 wykorzystujące nowy system specjalnie zaprojektowany w celu rozwiązania problemu z określeniem okresu pulsacji pulsara. Okres ten, mierzony w pięciominutowych przedziałach czasowych, przedstawiony jest w funkcji czasu obserwacji, przed i po momencie górowania (transzyt). Rachunki pokazujące wielkość zmiany ziemskiego przesunięcia Dopplera są widoczne w prawym górnym rogu. Patrząc na ten wykres zawierający dane z 1-go i 2-go sierpnia zauważyłem, że przesunięcie drugiej krzywej o 45 minut spowoduje dokładne nałożenie się obu krzywych. Był to kluczowy moment w uświadomieniu sobie „podwójnej” natury PSR 1913+16

Natychmiast skupiłem mój plan obserwacji na jak najszybszym zebraniu tak wielu danych PSR 1913+16 jak to było możliwe. Ale pozostała wciąż pewna obawa; moja hipoteza była bardzo ważka i chciałem być absolutnie pewien swoich wniosków, zanim ogłoszę rezultaty. Nałożyłem sobie przeto ostre kryterium. Jeśli pulsar był rzeczywiście w układzie podwójnym z niewidocznym składnikiem, w pewnym momencie jego okres powinien przestać maleć każdego dnia osiągając minimum i zacząć znowu rosnać. Postanowiłem poczekać, aż to założenie się potwierdzi; upewnić się, że poprawnie zrozumiałem to co widzę.

Musiałem czekać ok. dwu tygodni zanim otrzymałem ostateczny dowód. Następna strona mojego notesu (rys. 10) pokazuje nowe dane zbierane w tym czasie. Jak wcześniej, obserwowany okres pulsara jest wykreślony względem czasu upływającego podczas obserwacji wraz z danymi z pierwszych dwóch dni, 1 i 2 września, skopiowanymi w pobliżu górnej części kartki. U dołu po prawej stro-

nie jest krzywa z 16 września pokazująca to co miałem nadzieję zobaczyć: okres osiągający minimum i zmieniający kierunek.



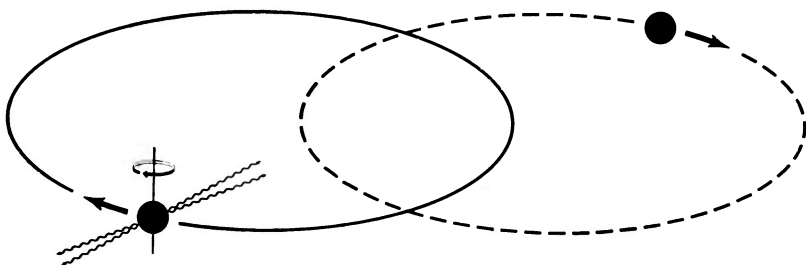
Rys. 10. Po uświadomieniu sobie, że PSR 1913+16 jest prawdopodobnie członkiem układu podwójnego, wzmożono obserwacje tego pulsara celem potwierdzenia „podwójnej” hipotezy. Naturalnym kryterium jakie sobie nałożyłem było zaobserwowanie zmiany znaku pochodnej okresu i jej wzrostu. To ostateczne potwierdzenie „podwójnej” hipotezy zostało uzyskane w danych z 16 sierpnia pokazanych w prawym dolnym rogu rysunku

Do 18 września analiza danych z 16 września, które wykazały minimum, była ukończona i napisałem list do Joego w Amherst, aby przekazać mu fascynującą nowinę, że pulsar ten był w układzie podwójnym poruszającym się z okresem ok. 8 godzin. (Już wtedy zwracałem się do niego „Joe”, a nie „profesorze Taylor” – nieformalność, która cechowała jego stosunki ze studentami jako kolegami a nie podwładnymi, co bardzo ceniłem.) Ale wysłanie listu wydało mi się niewystarczające dla takich wiadomości, a ponieważ telefonowanie z Arecibo było dość trudne, postanowiłem połączyć się z Cornell University przy pomocy krótkofalówki z obserwatorium. Ten przekaźnik radiowy komunikował się ze swoim odpowiednikiem w Ithaca w stanie Nowy Jork, gdzie sekretarka mogła połączyć radio z telefonem i skontaktować mnie z Joem na Uniwersytecie Massachusetts w Amherst. Nie pamiętam dokładnie o czym mówiliśmy oprócz przekazanej wiadomości o pulsarze, ale jak mogą sobie państwo wyobrazić, Joe bardzo szybko znalazł się w samolocie do Arecibo. Przyjechał do Arecibo z nowym sprzętem do dedispersji, który pozwolił kontynuować obserwacje układu podwójnego wydajniej niż było to możliwe za pomocą zbudowanego przeze mnie *ad hoc* systemu do pierwszych obserwacji.

Po jego przybyciu porównaliśmy nasze przemyślenia na temat obecnej i przyszłej sytuacji związanej z odkryciem pulsara w układzie podwójnym oraz zmontowaliśmy nowy sprzęt. Wkrótce Joe zaczął programować bardziej formalną procedurę analizy orbitalnej metodą najmniejszych kwadratów, podczas gdy ja skoncentrowałem się na zbieraniu i redukowaniu większej liczby danych o okresie pulsara oraz ukończeniu poszukiwania pulsarów, potrzebnego do mojej pracy doktorskiej. Po wyjeździe Joego do Amherst, przesyłałem nowe dane pulsara w układzie podwójnym pochodzące z systemu gromadzącego dane (ja) do systemu analizującego orbitę (on) czytając mu długie serie liczb przez krótkofalówkę.

Newtonowska i einsteinowska analiza orbity

Pulsar w układzie podwójnym, ujawniony przez periodyczne zmiany okresu, o czym właśnie mówiłem, jest naszkicowany na rys. 11. W odróżnieniu od izolowanych gwiazd neutronowych, jak to było w przypadku wszystkich wcześniej znanych pulsarów, PSR 1913+16 porusza się po ciasnej orbicie eliptycznej wokół niewidocznej gwiazdy towarzyszącej. Robiąc ten szkic pozwoliłem sobie wykorzystać dodatkową ważną informację, która nie była od razu znana w momencie odkrycia. Jak to opisze Joe Taylor, wiadomo teraz, że pulsar i jego towarzysz mają prawie identyczne masy i dlatego ich orbity są narysowane jako porównywalne co do wielkości.

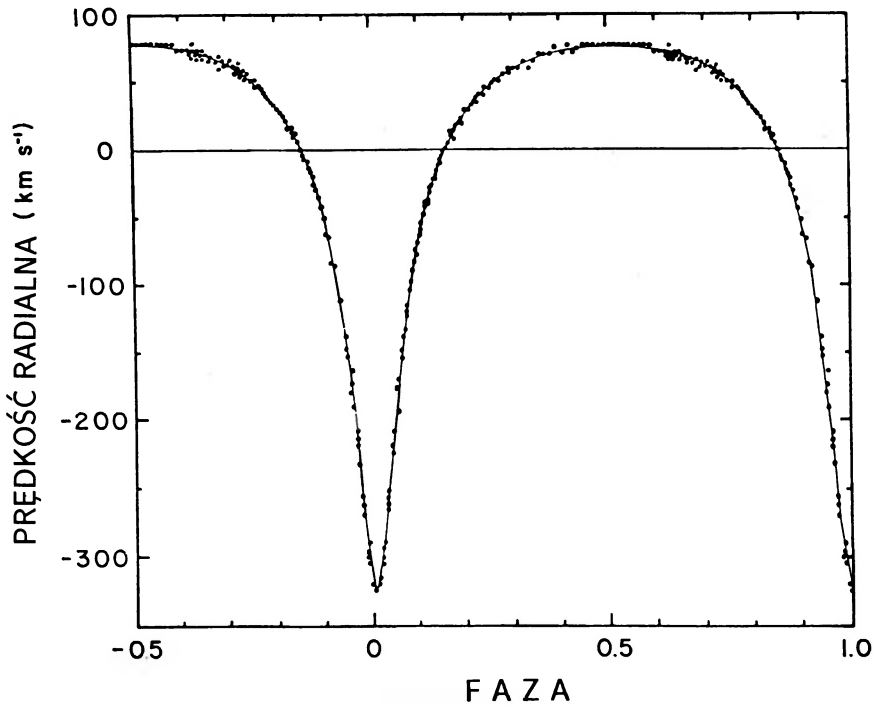


Rys. 11. Schemat pulsara poruszającego się po eliptycznej orbicie wokół równie masywnej gwiazdy towarzyszącej

Połączenie obserwowanych zmian okresu pokazanych na rys. 10 z późniejszymi obserwacjami dało pierwszą pełną krzywą prędkości dla orbity pulsara w układzie podwójnym. Pomiary okresu pulsara zamienione na odpowiednie prędkości radialne przedstawione są jako punkty na rys. 12, skopiowanym z artykułu [3] o odkryciu pulsara w układzie podwójnym, opublikowanego w styczniu 1975. Prędkości te wykreślone są w funkcji fazy orbitalnej opartej na okresie pulsara $7^{\text{h}}45^{\text{m}}$.

Fakt, że okres orbitalny układu podwójnego jest niemal dokładnie całkowitą podwielokrotnością 24 godzin wyjaśnia dlaczego obserwowane zmiany okresu wykazywały zastanawiające 45-minutowe przesunięcie każdego dnia. Przez czysty przypadek okres orbitalny układu podwójnego był taki, że za każdym razem gdy pulsar był widoczny w kolejne dni w Arecibo, przemieszczał się on w prawie to samo miejsce swej orbity. W rezultacie widziałem wciąż prawie taką samą zmianę okresu podczas obserwacji następnego dnia. Krytyczne 45-minutowe przesunięcie zidentyfikowane na rys. 9 było przeto różnicą między trzema okresami orbitalnymi po $7^{\text{h}}45^{\text{m}}$ i 24 godzinami. Gdyby radioteleskop w Arecibo był instrumentem w pełni sterowalnym tak, że mógłbym obserwować pulsar przez dłuższy czas każdego dnia, identyfikacja pulsara jako układu podwójnego byłaby o wiele mniej tajemnicza i dramatyczna. Ale w Arecibo miałem dwie podstawowe korzyści, które wynagrodziły ten problem. Po pierwsze, olbrzymia czułość teleskopu pozwoliła mi najpierw odkryć, a potem znów obserwować pulsar w przedziałach czasowych wystarczająco krótkich, by wysledzić go mimo zmiennego okresu. Bardziej subtelną korzyścią było to, że w Arecibo miałem możliwość używania instrumentu „wielkiej nauki” praktycznym sposobem „małej nauki”. Miałem szeroki dostęp do czasu teleskopu i mogłem szybko ustawić, powtórzyć i zmienić moje obserwacje, gdy zauważyłem jakieś ślady pasujące do tropionej tajemnicy układu podwójnego.

Na rysunku 12 z artykułu o odkryciu przedstawiono również krzywą dopas-



Rys. 12. Kompletna krzywa prędkości radialnej PSR 1913+16 wraz z keplerowskim dopasowaniem, zamieszczone w artykule o odkryciu [3]. Faza orbitalna jest częścią okresu orbitalnego o długości $7^{\text{h}}45^{\text{m}}$

waną do danych prędkości za pomocą orbity keplerowskiej, tj. orbity opartej na fizyce Newtona. Analiza orbitalna, która doprowadziła do tego pierwszego formalnego dopasowania danych pulsara w układzie podwójnym, była dokładnie taka sama jak historyczna metoda stosowana przez astronomów optycznych do badania systemów znanych jako spektroskopowe układy podwójne. Jediną różnicą w przypadku tego pulsara było, że zamiast obserwowania okresowego przesunięcia długości fali w widzialnym widmie linii jednej z gwiazd układu podwójnego, używaliśmy okresowego przesunięcia linii widmowej odpowiadającej okresowi pulsacji pulsara. W rzeczywistości pierwsze przybliżone rozwiązanie elementów orbitalnych z krzywej prędkości radialnych otrzymane zostało metodą graficzną znaną w klasycznej książce Aitkena *Gwiazdy podwójne* [4], opublikowanej po raz pierwszy w 1935 r. Ta odręczna analiza danych była przeprowadzona w Arecibo przy użyciu krzywej prędkości wykreślonej na kartkach przezroczystego papieru milimetrowego połączonych razem za pomocą spinaczy. Rezultaty tego wstępnego dopasowania były użyte później jako pierwsze przybliżenie elementów

orbitalnych potrzebne do (przedstawionego w artykule o odkryciu) dokładniejszego dopasowania metodą najmniejszych kwadratów.

Ta, początkowo czysto keplerowska analiza orbity, została już dawno zastąpiona w pełni relatywistycznym rozwiązaniem uzyskanym z doskonałą dokładnością w czasie prawie 20-letnich obserwacji. Elementy orbitalne przedstawione w artykule o odkryciu oparte na krzywej prędkości były jednak niezwykle istotne. Na ich podstawie, zaraz po wykryciu podwójnej natury PSR 1913+16 wiedzieliśmy, że efekty relatywistyczne tego systemu będą ważne. Podczas gdy analiza keplerowska sama przez się nie pozwalała na pełne określenie parametrów systemu, wystarczała oczywiście do nakreślenia zapierającego dech w piersiach ogólnego obrazu natury tego układu podwójnego: prędkość orbitalna rzędu 0.001 prędkości światła, wielkość orbity rzędu promienia Słońca i masy członków układu rzędu masy Słońca. W artykule o odkryciu podaliśmy zwięzłe podsumowanie znaczenia tych rezultatów:

„Pozwoli to przebadać wiele interesujących zjawisk grawitacyjnych i relatywistycznych. Konfiguracja tego układu podwójnego dostarcza prawie idealnego laboratorium relatywistycznego wraz z dokładnym zegarem poruszającym się z dużą prędkością w silnym polu grawitacyjnym po ekscentrycznej orbicie. Zauważmy na przykład, że zmiany v^2/c^2 i GM/c^2r podczas obiegu są wystarczające, by wywołać zmiany obserwowanego okresu o kilka milionowych jego części. Dlatego też zarówno relatywistyczne przesunięcie dopplerowskie jak i grawitacyjne przesunięcie ku czerwieni mogą być z łatwością mierzone. Co więcej, relatywistyczne przesunięcie peryastronu powinno wynosić ok. 4 stopni na rok, co będzie zauważalne w krótkim czasie. Pomiar tych efektów zwykle nieobserwowalnych w spektroskopowych układach podwójnych, pozwoliłyby otrzymać nachylenie orbity i masy poszczególnych członków układu!”

Jak wiemy obecnie, nasze całkiem ambitne oczekiwania nie doceniły w pełni znaczenia badań relatywistycznych, które ostatecznie umożliwił ten układ. Ale w owym czasie nasze podniecenie możliwością obserwacji tych potencjalnie dużych efektów relatywistycznych było nieco tonowane niepokojem czy system będzie wystarczająco czysty, to znaczy dostatecznie wolny od innych komplikujących efektów uniemożliwiających przeprowadzenie pomiarów. Od początku 1975 r., gdy zaczynałem pisać moją pracę doktorską, zaczęły nadchodzić pierwsze ilościowe dowody na to, że system ten ma szansę stać się niezwykłym relatywistycznym laboratorium, którym się rzeczywiście okazał.

Dowody te nadeszły w formie pomiarów przesunięcia peryastronu przy użyciu dokładnej analizy czasów przyjścia impulsów. Ten efekt ogólnej teorii względności dotyczy obrotu orbity eliptycznej w przestrzeni. Sukces Einsteina w wyjaśnieniu za pomocą tego relatywistycznego efektu obserwowanego przesunięcia (o 43" łuku na 100 lat) peryhelium Merkurego w naszym układzie słonecznym stanowił je-

den z najwcześniejszych triumfów ogólnej teorii względności. Wstępne rezultaty wykazały teraz coś, co wydawało się tym samym efektem w orbicie pulsara w układzie podwójnym, tylko w niesamowitym tempie 4 stopni na rok, dokładnie jak przewidziano w artykule o odkryciu! Zatem w ciągu 100 lat, gdy orbita Merkurego obróci się o zaledwie 0.01 stopnia, orbita tego pulsara obróci się o więcej niż 360 stopni, robiąc więcej niż cały obrót! Było to rzeczywiście dramatycznym potwierdzeniem roli efektów relatywistycznych w układzie podwójnym pulsara. Należy podkreślić, że od momentu odkrycia 20 lat temu, orbita już obróciła się z powodu tego efektu o prawie 90 stopni i gdyby pulsar ten został odkryty obecnie, to kształt krzywej jego prędkości byłby zupełnie niepodobny do tego z artykułu o odkryciu przedstawionego na rys. 12.

W tym miejscu zakończę swą opowieść o pulsarze w układzie podwójnym nawiązując historycznie do zakończenia mojej pracy doktorskiej na Uniwersytecie Massachusetts. Pozwólcie na koniec, że podziękuję tym wszystkim na Uniwersytecie Massachusetts i w Arecibo którzy umożliwili mi wykonanie pracy doktorskiej i wszystkiego, co z niej wynikło. Chciałbym również zauważyć, że długotrwałe badania i analiza pulsara w układzie podwójnym była i jest wymagającym zadaniem, które narzuca maksimum cierpliwości, wnikliwości i naukowego rygoru. Zawsze czułem, że nikt nie jest tak stworzony do tych badań jak człowiek, z którym mam zaszczyt dzielić tę nagrodę. Mam więc przyjemność przekazać dalszą opowieść o pulsarze w układzie podwójnym temu, którego podziwiałem przez ponad 20 lat – zarówno jako człowieka jak i naukowca – profesorowi Josephowi Taylorowi.

Tłumaczył *Janusz Gil*

Centrum Astronomii WSP
Zielona Góra

Literatura

- [1] R.A. Hulse, J.H. Taylor, „A High-Sensitivity Pulsar Survey”, *Astrophys. J.* **191**, L59 (1974).
- [2] R.A. Hulse, J.H. Taylor, „A Deep Sample of New Pulsars and Their Spatial Extent in the Galaxy”, *Astrophys. J.* **201**, L55 (1975).
- [3] R.A. Hulse, J.H. Taylor, „Discovery of a Pulsar in a Binary System”, *Astrophys. J.* **195**, L51 (1975).
- [4] Robert G. Aitken, *The Binary Stars* (Dover Publications, New York 1964).

RÓŻNE

Granty KBN z fizyki – VI i VII konkurs

Grants in physics of the State Research Committee

Poniżej przedstawiamy listę projektów badawczych (grantów) finansowanych przez Komitet Badań Naukowych począwszy od stycznia 1994 r. (VI konkurs) i od czerwca 1994 r. (VII konkurs). Wyniki poprzednich konkursów przedstawiliśmy w *Postęпах Fizyki* 44, 131 (1993), 45, 59 (1994) i 45, 365 (1994).

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

Redakcja

VI konkurs

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

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

prof. J. Lukierski (IFT UW)	10	36	1320
Grupy i algebry kwantowe: formalizm i zastosowania w fizyce			
dr hab. J. Zakrzewski (IF UJ)	5	36	904
Chaotyczna dynamika klasyczna a własności kwantowe układów fizycznych			
dr W. Rudnicki (IF WSP Rzeszów)	6	36	590
Struktura czasoprzestrzeni w otoczeniu osobliwości			
prof. J. Rembieliński (KFT UŁ)	7	24	560
Zastosowanie grup i przestrzeni kwantowych do opisu kwantowych układów dynamicznych i symetrii czasoprzestrzennych			

prof. J. Czerwonko (IF PWr)	8	36	500
Mechanizmy nadciekłości, nadprzewodnictwa i oddziaływań w ciec- zczach Fermiego			
dr W. Tarkowski (CFT PAN)	4	24	470
Sieci neuronowe – badanie metodami fizyki statystycznej			
dr P. Maślanka (WMFiCh UŁ)	5	24	380
Struktura i reprezentacje zdeformowanych symetrii czasoprze- strzennych			
dr P. Bizoń (IF UJ)	2	24	300
Grawitujące solitony i czarne dziury z nieliniowymi włosami			
dr B. Broda (KFT UŁ)	2	24	108
Zastosowanie topologicznej teorii pola oraz reprezentacji grup kwantowych w konstrukcji i badaniu topologicznych niezmienni- ków rozmaitości czterowymiarowych			
prof. Z. Galasiewicz (IFT UW)	1	12	65
Ładunek typu magnetycznego dla prędkości składowej nadpłynnej w nadpłynnym helu 3			
dr A. Sitarz (IF UJ)	1	12	50
Metryka w niekomutatywnej geometrii			
dr hab. M. Błaszak (IF UAM)	1	12	41
Multi-hamiltonowska teoria nieliniowych całkowalnych układów dynamicznych			
mgr P. Durka (IFD UW)	1	12	30
Opracowanie metody różnicowania potencjałów wywołanych przy pomocy analizy falkowej			
mgr inż. A. Krawiecki (IF PW)	1	12	30
Chaos deterministyczny w układach fal spinowych i modów ma- gnetostatycznych			

FIZYKA WYSOKICH ENERGII

doc. M. Jeżabek (IFJ)	15	36	1500
Produkcja krótkożyciowych ciężkich cząstek w teorii standardowej i jej uogólnieniach			
dr A. Zalewska (IFJ)	9	36	1000
Badanie barionów zawierających kwark b powstających w hadro- nowych rozpadach Z^0			
prof. W. Królikowski (IFT UW)	7	24	750
Struktura i oddziaływanie stanów hadronowych oraz zjawisko ro- dzin cząstek elementarnych			
dr Z. Hajduk (IFJ)	4	36	637
Układy decyzyjne fizyki wysokich energii w warunkach ekspery- mentowania na akceleratorze o bardzo wysokiej świetlności			

mgr W. Retyk (IFD UW)	1	12	48
Produkcja cząstek dziwnych w zderzeniach ciężkich jąder atomowych o wysokich energiach			
prof. J. Wdowczyk (IPJ)	3	12	30
Opracowanie nowej metody wyznaczania masy pierwotnych cząstek inicjujących wielkie pęki			

FIZYKA JĄDROWA I FIZYKA PLAZMY

prof. J. Żylicz (IFD UW)	12	36	2000
Badanie jąder bardzo dalekich od stabilności przy zastosowaniu wiązek radioaktywnych			
dr hab. H. Witała (IF UJ)	10	36	1900
Badanie oddziaływań jądrowych w niezwiązanych stanach układu trzech nukleonów			
dr hab. T. Morek (IFD UW)	4	36	714
Badanie kształtu jąder atomowych			
prof. K. Pomorski (IF UMCS)	8	24	646
Badania kolektywnych ruchów jąder atomowych			
dr L. Jakubowski (IPJ)	6	24	500
Opracowanie nowych wielokanałowych detektorów Czerenkowa do analizy strumieni elektronowych z plazmy wysokotemperaturowej			
dr M. Pajek (IF WSP Kielce)	1	12	100
Badanie rekombinacji radiacyjnej jonów z elektronami swobodnymi w pierścieniach akumulacyjnych			
mgr P. Magierski (IF PW)	1	12	30
Deformacja heksadekapolowa w obracających się jądrach atomowych			

FIZYKA ATOMOWA I MOLEKULARNA, OPTYKA, AKUSTYKA

prof. J. Dembczyński (IF PP)	13	36	4000
Budowa zestawu do spektroskopii swobodnych jonów w pułapce Paula. Wyznaczenie statycznych parametrów jąder atomów ziem rzadkich			
prof. A. Graja (IFM PAN)	8	33	900
Zbadanie kompleksów fullerenów z molekułami organicznymi metodami spektroskopii oscylacyjnej i elektronowej			
dr hab. A. Budziak (IF UJ)	7	24	250
Rozwiązanie problemu samoogniskowania się „słabych” wiązek laserowych w roztworach – ustalenie efektów i ich udziału, odpowiedzialnych za zjawisko samoogniskowania			

doc. J. Badziak (IFPiLM)	3	27	248
Generacja piko- i femtosekundowych impulsów w laserach ekscymerowych			
dr hab. A. Raczyński (IF UMK)	2	36	180
Model investigations of photoionization and photodetachment in strong laser fields			
dr J. Sienkiewicz (IFTiA UG)	1	24	123
Relatywistyczna metoda MC SCF w sprężystym rozpraszaniu elektronów na atomach			
dr J. Braziewicz (IF WSP Kielce)	6	12	30
Zastosowanie metody TXRF do określania koncentracji pierwiastków śladowych w materiałach ciekłych			
mgr K. Styczyński (IG UW)	1	12	30
Ciekłokrystaliczny przestrzenny modulator światła jako dynamiczny nośnik amplitudowej i fazowej informacji optycznej			

METALE, MAGNETYKI, NADPRZEWODNIKI

dr hab. S. Lewandowski (IF PAN)	12	36	1928
Cienkie i ultracienkie warstwy nadprzewodników wysokotemperaturowych			
prof. Z. Henkie (INTiBS PAN)	5	36	1400
Zbadanie wpływu hybrydyzacji pomiędzy elektronami 5f i pasmowymi na zjawiska transportowe w magnetykach uporządkowanych			
dr P. Przysłupski (IF PAN)	3	36	1200
Rozprężenie a wymiarowość i dynamika sieci wirów w heterostrukturach			
doc. J. Rauluszkiwicz (IF PAN)	5	36	1200
Badanie struktur międzyfazowych i oddziaływań magnetycznych w metalicznych warstwach wielokrotnych			
prof. W. Suski (MLSPMiNT PAN)	5	36	900
Określenie powierzchni Fermiego kubicznych związków międzymetalicznych ziem rzadkich			
dr hab. G. Kamieniarz (IF UAM)	5	36	800
Teoretyczne aspekty magnetyzmu w układach niskowymiarowych: efekty kwantowe, przejścia fazowe i symulacje komputerowe			
prof. J. Skonieczny (IMiF ATR Bydgoszcz)	3	36	600
Elektronowe właściwości metali i półprzewodników			
doc. G. Sznajd (INTiBS PAN)	5	36	540
Badanie struktury elektronowej itru i gadolinu oraz korelacji elektron-pozyton			

dr D. Włosewicz (INTiBS PAN)	2	18	252
Zbadanie własności termodynamicznych i granic fazowych układu NbH_x na podstawie pomiarów ciepła właściwego			
dr hab. K.I. Wysokiński (IF UMCS)	3	24	250
Nadprzewodnictwo w układach z silnymi oddziaływaniami elektron-elektron i elektron-fonon			
doc. B. Bułka (IFM PAN)	2	24	200
Badanie własności skorelowanych elektronów w układach o ograniczonej geometrii			
dr P. Wróbel (INTiBS PAN)	1	12	88
Separacja faz w układach silnie skorelowanych elektronów			
mgr K. Byczuk (IFT UW)	1	24	80
Własności fazy normalnej, nadprzewodzącej oraz magnetycznej statystycznej cieczy spinowej z zastosowaniem do opisu nadprzewodników wysokotemperaturowych			
prof. B. Fechner (IF UAM)	1	12	74
Magnetic properties of small frustrated spin systems with long range interactions			
mgr J. Karbowski (IFT UW)	1	12	49
Teoria silnie anizotropowego nadprzewodnictwa dla układów ciężkich fermionów w ramach parowania poprzez oddziaływania typu Kondo			
mgr S. Koleśnik (IF PAN)	1	12	30
Wpływ kształtu i stopnia zdefektowania na pułapkowanie strumienia w nadprzewodnikach drugiego rodzaju na przykładzie niobu			
dr hab. M. Matlak (IF UŚI)	1	12	27
Własności termodynamiczne uogólnionego modelu s-f			

KRYSTAŁY MOLEKULARNE I POLIMERY, CIECZE

prof. J. Janik (IFJ)	20	24	2000
Badanie układów z nieporządkiem dalekiego zasięgu			
prof. J. Ziolo (IF UŚI)	8	36	1100
Badanie wpływu anizotropii wywołanej silnym polem elektrycznym na własności fluktuacji krytycznych w cieczach			
prof. Z. Gburski (IF UŚI)	3	18	360
Dynamika ciekłych kryształów ferroelektrycznych – symulacje komputerowe			
dr S.A. Różański (LO im. M. Curie-Skłodowskiej, Piła)	1	24	120
Wpływ zmiennego pola elektrycznego na własności optyczne i strukturę ferroelektrycznych ciekłych kryształów			

PÓLPRZEWODNIKI I IZOLATORY

prof. A. Kisiel (IF UJ) Badania XANES i EXAFS dla związków półprzewodnikowych grupy II-VI z metalami przejściowymi przy użyciu promieniowania synchrotronowego	8	36	1070
prof. B. Mróz (IF UAM) Anomalie własności sprężystych w ferroelastycznym i niewspółmiernym przejściach fazowych	3	24	721
dr J. Bodzenta (IF PŚI) Opracowanie fototermicznych metod badania ciał stałych	5	36	574
prof. M. Grynberg (IFD UW) Wpływ fluktuacji potencjału w wysokooporowym CdTe na swobodne i słabo związane elektrony w warunkach braku równowagi termodynamicznej	3	12	400
prof. M. Stęślicka (IFD UW) Struktura elektronowa kwantowych układów wielowarstwowych	3	18	400
dr W. Szuszkiewicz (IF PAN) Opracowanie technologii i określenie podstawowych własności fizycznych nowej rodziny półprzewodników półmagnetycznych: kryształów HgS domieszkowanych Cr, Fe lub Mn	3	12	200
dr hab. W. Bardyszewski (IFT UW) Własności optyczne kwantowych struktur półprzewodnikowych stosowanych w urządzeniach optoelektronicznych	3	18	140
dr hab. M. Załuźny (IF UMCS) Własności elektronowe i optyczne niskowymiarowych układów półprzewodnikowych	2	24	50
P. Kossacki (IFD UW) Magnetooptyczna charakteryzacja powierzchni granicznej w supersieciach CdTe-Cd _{1-x} Mn _x Te	1	12	30
mgr W. Mac (IFD UW) Namagnesowanie i odbicie w obszarze podstawowej krawędzi absorpcji w półprzewodnikach półmagnetycznych z chromem	1	24	30
mgr J. Tworzydło (IFT UW) Badanie wpływu nieporządku stopowego na rozszczepienie spinowe pasm w półprzewodnikach półmagnetycznych	1	12	30
prof. I. Połowinko (IF WSP Kielce) Badanie stanów energetycznych domieszek i defektów w kryształach grupy A ₂ BX ₄	2	12	28

VII konkurs

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

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

prof. J. Kijowski (CFT PAN)	10	36	1370
Podstawowe problemy teoretyczne teorii pól cechowania i ogólnej teorii względności			
dr hab. P. Garbaczewski (IFT UWr)	6	36	1300
Dyfuzje rotacyjne i translacyjne a dynamika układów chaotycznych			
prof. A. Trautman (IFT UW)	9	27	1000
Klasyczne teorie pola i ich metody geometryczne			
doc. M. Cieplak (IF PAN)	7	36	900
Układy silnie nieuporządkowane i powierzchnie rozgraniczające			
prof. A. Pękalski (IFT UWr)	5	18	800
Eksperyment, teoria i symulacje zjawisk dyfuzji			
dr P. Peplowski (IF UMK)	3	24	649
Całkowalne i niecałkowalne układy nieautonomiczne			
dr A. Borowiec (IFT UWr)	5	36	600
Niekomutatywna geometria różniczkowa i teoria pola			
prof. T. Lulek (IF UAM)	7	24	450
Opracowanie metod Wignera-Racaha dla układów anyonów			
prof. J. Piasecki (IFT UW)	3	27	365
Statystyczny opis dynamiki i współistnienia faz			
prof. B. Wybourne (IF UMK)	2	36	325
Fizyka symetrii			
dr hab. M.M. Napiórkowski (IFT UW)	1	15	107
Powierzchnie rozdziału faz, ich oddziaływanie i fluktuacja			
dr hab. W. Kopczyński (IFT UW)	2	12	30
Transformata symetrii – pola Yanga-Millsa a metryki samodualne			

FIZYKA WYSOKICH ENERGII

prof. J. Wdowczyk (KFD UŁ)	10	36	1400
Wyznaczanie składu masowego pierwotnego promieniowania kosmicznego w oparciu o badania rodzin kwantów gamma			

prof. K. Zalewski (IF UJ)	4	36	900
Produkcja i rozpady cząstek zawierających ciężkie kwarki			

FIZYKA JĄDROWA I FIZYKA PLAZMY

dr hab. M. Kicińska-Habior (IFD UW)	16	36	3000
Badanie statystycznej i dynamicznej emisji promieniowania γ w zderzeniach ciężkich jonów			
prof. J. Jastrzębski (ŚLCJ UW)	8	36	2000
Badanie struktury i wzbudzeń jądrowych w oddziaływaniach antyprotonów i ciężkich jonów z jądrami			
prof. Z. Sujkowski (IPJ)	10	36	1800
Badanie oddziaływań wysokoenergetycznych cząstek i jonów w zderzeniach z atomami ciężkich pierwiastków			
prof. M. Moszyński (IPJ)	4	24	1000
Badania nowych detektorów scyntylacyjnych i metod detekcji promieniowania jądrowego			
prof. R. Żelazny (IFPiLM)	5	20	300
Ewolucja niestabilności przewężeniowej promieniującego Z-pinchu			
dr W. Czaplinski (WFiTJ AGH)	5	12	180
Badanie kinetyki atomów mionowych oraz deekscytacji mionowych molekuł helu w procesie katalizy mionowej			

FIZYKA ATOMOWA I MOLEKULARNA, OPTYKA, AKUSTYKA

dr inż. H. Fiedorowicz (IO WAT)	7	18	1150
Badania ośrodka aktywnego lasera rentgenowskiego wytwarzanego w wyniku oddziaływania promieniowania laserowego dużej mocy z impulsową tarczą gazową			
dr J. Kwela (IFD UG)	4	36	920
Wyznaczenie prawdopodobieństw przejść pomiędzy najniższymi poziomami atomów Pb I i Bi I			
dr hab. A. Kowalski (IFD UG)	4	18	467
Badanie zderzeń atomów metali ziem alkalicznych z drobinami zawierającymi atom chlorowca			
dr hab. J. Kamiński (IFT UW)	2	36	354
Procesy kwantowe w silnych wiązkach laserowych			
dr B. Gadomska (WCh UW)	2	12	46
Bistabilny rezonans parametryczny w materiałach krystalicznych i quasikrystalicznych			
mgr J. Gapiński (IF UAM)	1	12	30
Porównanie wielkości mikroemulsji w wybranych układach trójfazowych, mierzonej metodą statycznego i dynamicznego rozpraszania światła			

METALE, MAGNETYKI, NADPRZEWODNIKI

prof. A. Hryniewicz (IFJ)	6	36	2000
Badanie własności i procesów tworzenia się związków międzymetalicznych metodą zaburzonych korelacji kierunkowych promieniowania gamma			
prof. S. Robaszkiewicz (IF UAM)	17	24	1654
Własności nadprzewodników z małą długością koherencji oraz rola podkładu anionowego w złożonych siarczках i selenkach miedzi pokrewnych nadprzewodnikom wysokotemperaturowym			
prof. J. Morkowski (IFM PAN)	6	36	1555
Struktura elektronowa i własności magnetyczne układów metalicznych z silnymi korelacjami oraz supersieci			
prof. H. Szymczak (IF PAN)	6	18	1050
Właściwości magnetyczne nadprzewodników wysokotemperaturowych w pobliżu górnego pola krytycznego			
prof. Z. Onyszkiewicz (IF UAM)	7	36	600
Własności statyczne i dynamiczne magnetycznych struktur cienkowarstwowych			
dr hab. W. Sikora (WFiTJ AGH)	4	36	500
Analiza symetrii wyznaczonych w świecie metodą dyfrakcji neutronów struktur magnetycznych oraz oparta na niej komputerowa baza danych			
prof. I. Sosnowska (IFD UW)	2	12	49
Wyznaczenie wielkości pól: krystalicznych i molekularnych, działających na jony Nd^{+3} w $NdFeO_3$			
mgr M. Mierzejewski (IF UŚI)	1	12	48
Anizotropowe nadprzewodnictwo w płaszczyźnie CuO_2 . Korelacje a geometria układu			
dr hab. A. Kiejna (IFD UW τ)	1	9	47
Obliczenia zależności dyspersyjnej plazmonów powierzchniowych w metalach			

KRYSZTAŁY MOLEKULARNE I POLIMERY, CIECZE

dr hab. S. Kaprzyk (WFiTJ AGH)	6	30	600
Prognozowanie własności magnetycznych stopów międzymetalicznych na podstawie obliczeń struktury elektronowej			
doc. S. Wróbel (IF UJ)	6	36	470
Badania elektro-optyczne, dielektryczne i kalorymetryczne nowych ciekłych kryształów ferroelektrycznych dla potrzeb nauki i techniki			
dr J. Hoffmann (IFM PAN)	2	12	66
Molekularny model anizotropii dielektrycznej ciekłych kryształów			

PÓŁPRZEWODNIKI I IZOLATORY

dr Cz. Koepke (IF UMK)	5	36	1400
Spektroskopia wyższych stanów wzbudzonych w ciele stałym			
prof. M. Szymoński (IF UJ)	8	24	1000
Fotonowo stymulowana desorpcja z powierzchni izolatorów			
prof. T. Figielski (IF PAN)	4	28	860
Dyslokacje w półprzewodnikach: jednowymiarowe układy elektro- nowe			
prof. M. Baj (IFD UW)	5	18	814
Stabilizacja metastabilnych defektów w GaAs			
dr P. Perlin (CBW PAN)	2	12	301
Badania luminescencji objętościowych kryształów GaN domiesz- kowanych cynkiem			
dr hab. P. Bogusławski (IF PAN)	2	18	250
Teoria defektów rodzimych i wybranych domieszek w azotku galu			
dr P. Kacman (IF PAN)	2	18	200
Badania oddziaływań między jonami paramagnetycznymi w pół- przewodnikach półmagnetycznych			
mgr K. Karpińska (IF PAN)	1	12	30
Procesy nierównowagowe w materiałach II-VI domieszkowanych ziemiemi rzadkimi			
mgr M. Surma (IF PAN)	1	12	30
Procesy rekombinacyjne w ZnSe domieszkowanym jonami metali przejściowych, w AlGaAs:Te oraz rola jonów Mn w procesach re- kombinacyjnych w półprzewodnikach półmagnetycznych			

EKOLOGIA, BIOFIZYKA, FIZYKA MEDYCZNA

mgr W. Rudnicki (IFD UW)	1	12	50
Parametryzacja wpływu zmiany fazy pseudorotacji pierścieni dez- oksyrybozy na strukturę przestrzenną DNA			

INNE

dr Z. Gołąb-Meyer (IF UJ)	4	12	30
Rozwiązywanie zadań z fizyki jako próba wykrywania istotnych trudności w rozumieniu fizyki			

ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH

Mirosław Łukaszewski

Instytut Fizyki PAN

i

Szkoła Nauk Ścisłych

Warszawa

Nowy rok ... i mały w Szkole Nauk Ścisłych

New academic year in College of Science

Abstract: College of Science in Warsaw, a non-public college supported by several research institutes of the Polish Academy of Sciences and industry-based Institute of Electron Technology, started its second academic year in October 1994.

Szkoła Nauk Ścisłych rozpoczęła drugi rok działalności. O jej początkach oraz o założeniach i planach jej twórców pisaliśmy rok temu [1]. Dziś Szkoła ma już za sobą pierwszy, nieco tymczasowy okres działalności.

Wyjaśnijmy, że zgodnie z postanowieniami ustawy o szkolnictwie wyższym, pierwszy statut uczelni niepaństwowej jest ważny przez rok, a pierwszego rektora uczelni powołuje (także na rok) jej założyciel. Obecnie Szkoła ma już nowy, stały statut, który w szczególności określa tryb powoływania jej władz. W Szkole Nauk Ścisłych, podobnie jak w uczelniach państwowych, rektor i prorektorzy pochodzą z wyboru – wybiera ich senat uczelni. Wybory takie odbyły się w Szkole we wrześniu 1994 r. Rektorem wybrany został prof. Kazimierz Rzążewski, a prorektorami – prof. Tomasz Dietl i doc. Robert Hołyst.

Już pod wodzą nowych władz 3 października 1994 r. odbyła się inaugura-

cja roku akademickiego 1994/95. Rozpoczęły ją krótkie wystąpienia pierwszego rektora Szkoły prof. Jana Mostowskiego, aktualnego rektora prof. Rzążewskiego oraz przedstawiciela władz Polskiej Akademii Nauk prof. Jerzego Kołodziejczaka. Nowy rektor podziękował ustępującemu za olbrzymi wkład pracy i inwencji w kierowanie Szkołą w pierwszym, szczególnie trudnym okresie jej działalności. Powiedział, że „uczelnia będzie jeszcze zapewne miała wielu rektorów, ale tylko Jan Mostowski będzie mógł powiedzieć, że był pierwszym rektorem Szkoły Nauk Ścisłych”.

Prof. Kołodziejczak odczytał list skierowany do władz Szkoły przez Prezesa Polskiej Akademii Nauk prof. Leszka Kuźnickiego, deklarujący poparcie władz PAN dla działań twórców uczelni, oraz przekazał wyrazy uznania i życzenia sukcesów w dalszej działalności Szkoły w imieniu swoim i Wydziału III PAN.

Następnie odbyła się immatrykulacja nowych studentów Szkoły. Złożyli oni ślubowanie i otrzymali indeksy. Ponadto prof. Rzążewski uroczystie poinformował wyróżniających się studentów II roku, Zbigniewa Idziaszka i Adama Warchulskiego, o przyznaniu im przez senat Szkoły stypendiów naukowych w postaci zwolnienia z czesnego w roku akademickim 1994/95. Obaj ci studenci uzyskali w sesji kończącej I rok studiów same oceny bardzo dobre.

Wykład inauguracyjny pt. „Poszukiwanie innych układów planetarnych” wygłosił prof. Marek Demiański. Był to bardzo piękny wykład, zawierający wiele ważnych informacji i spostrzeżeń, wygłoszony w przystępny sposób i z właściwą wykładowcy swadą i elegancją. Z przyjemnością informuję naszych czytelników, że wykład był nagrywany, gdyż prof. Demiański zamierza przygotować na jego podstawie artykuł dla *Postępów Fizyki*.

W końcowej części sesji inauguracyjnej odbyło się wręczenie nagród laureatom konkursu „Młodzież pomaga małpie”. Wyjaśnijmy, że w czerwcu br. *Gazeta Wyborcza* doniosła, że jedno z zadań egzaminacyjnych dla kandydatów do szkół średnich w Łodzi było źle sformułowane, oraz podała poprawne sformułowanie i (zdaniem autorów) rozwiązanie tego zadania. Chodziło o dwie siedzące na drzewie małpy, które postanowiły napić się wody z pobliskiego źródła. Jedna zeszła z drzewa i pobiegła do źródła, a druga – siedząca wyżej – skoczyła wprost do celu, dzięki czemu przebyła tę samą drogę co pierwsza. W zamyśle autorów zadania i autorów rozwiązania w *Gazecie Wyborczej* skok małpy miał się odbyć po linii prostej, gdyż zadanie miało na celu sprawdzenie wiedzy uczniów w zakresie twierdzenia Pitagorasa (było to zadanie z matematyki). Profesorowie Szkoły Nauk Ścisłych Iwo Białyński-Birula, Jan Mostowski i Łukasz A. Turski uznali, że tak oczywiste lekceważenie podstawowych praw fizyki nie może pozostać bez komentarza, wysłali wyjaśnienie do redakcji *Gazety Wyborczej*, a ponadto ogłosili konkurs dla młodzieży szkolnej na prawidłowe rozwiązanie zadania o małpach.

Ponieważ oczywiście mała może skoczyć z różną prędkością początkową i pod różnym kątem, trzeba było jakoś jej wybór ograniczyć. Autorzy zadania zażądali, aby mała była oszczędna i zużyła jak najmniej energii. Należało podać wynik z dokładnością do sześciu cyfr znaczących. Było to istotne utrudnienie, gdyż badane minimum jest dość płaskie, a więc uzyskanie sporej dokładności wymaga użycia skutecznej procedury numerycznej. Okazało się, że ta zabawa wakacyjna spodobała się wielu czytelnikom *Gazety Wyborczej*. Wpłynęło ponad 70 rozwiązań. Bawili się także dorośli, choć wiadomo było, że do nagrody nie mogą pretendować, bardzo sympatyczne były rozwiązania „rodzinne”, gdzie dzieci rozwiązywały zadanie wraz z rodzicami. Wyniki dowodzą, że demokracji w nauce nie ma. Jak pisał prof. Mostowski do uczestników konkursu: „Nie wystarczy być w większości, trzeba jeszcze mieć rację”. Większość racji nie miała. Tylko pięć rozwiązań spełniało wszystkie warunki konkursu, prócz tego było jeszcze kilka, w których metoda była poprawna, ale zabrakło dokładności obliczeń. Niemniej jednak organizatorzy byli w kłopotcie, gdyż początkowo przewidzieli tylko dwie nagrody. Ostatecznie przyznano jedną pierwszą i dwie drugie nagrody. Pierwszą (2 mln zł) otrzymała Anna Gabryjelska z Łodzi, drugie (po 1.5 mln zł) – Piotr Kaczmarzyk z Wrocławia i Paweł Syty z Zamościa. Fundatorami nagród pieniężnych były Instytut Fizyki i Centrum Fizyki Teoretycznej PAN. Ponadto laureaci otrzymali od Wydawnictwa Naukowo-Technicznego komplety książek wydanych ostatnio przez to Wydawnictwo. Wszyscy autorzy prawidłowych (i niemal prawidłowych) rozwiązań otrzymali od wydawnictwa Prószyński i spółka roczną prenumeratę *Wiedzy i Życia* oraz *Świata Nauki*, a od Szkoły Nauk Ścisłych – prawo wstępu na studia w Szkole bez egzaminu. Rozwiązanie nagrodzone pierwszą nagrodą zostało opublikowane w *Wiedzy i Życiu* [2].

Większość studentów dotychczasowego I roku uzyskała w sesji letniej oceny pozytywne i została promowana na II rok studiów. Na I rok przyjęto 21 nowych studentów. Wszystko wskazuje na to, że w najbliższej przyszłości Szkoła pozostanie uczelnią niewielką, gdyż na znaczący wzrost liczby studentów nie pozwalają skromne wciąż możliwości lokalowe i finansowe Szkoły.

Mała liczba studentów ma też oczywiście dobre strony. Dzięki temu studenci mają bardzo bliski kontakt z wykładowcami i prowadzącymi zajęcia. Mają też bardzo wczesnie dostęp do nowoczesnej aparatury – już od II semestru studiów zajęcia laboratoryjne odbywają się w pracowniach naukowych instytutów, przy których działa Szkoła – oraz do komputerów i sieci Internet. Większość studentów Szkoły bardzo to sobie ceni.

Szkoła Nauk Ścisłych różni się od innych uczelni nie tylko tym, że jest mała. Jej istotnym wyróżnikiem jest świadomy i przemyślany wybór wielodyscyplinarnego modelu kształcenia. Przez pierwsze dwa lata studiów wszyscy studenci uczą

się matematyki, fizyki i chemii z jednakowym naciskiem na każdy z tych przedmiotów – słuchają wykładów oraz odbywają zajęcia laboratoryjne z fizyki, chemii i metod komputerowych. Wybór dziedziny dalszych studiów następuje dopiero pod koniec II roku. Po dwóch latach kontaktu z każdą z nauk ścisłych na poziomie akademickim, taka decyzja może być znacznie bardziej przemyślana niż bezpośrednio po maturze, a szerokie wykształcenie wstępne jest chyba tylko korzystne dla dalszych studiów. Wydaje się, że doświadczenia pierwszego roku działalności Szkoły potwierdzają słuszność wyboru takiego modelu studiów. Zadowoleni są też chyba studenci – prawie wszyscy, którzy dotrwali do sesji letniej, pozostali w Szkole po wakacjach. Wyjątkiem jest jedna osoba, która przekonała się, że ma bardzo dobrze określone zainteresowania, i przeniosła się na Wydział Chemii UW (gdzie, mając zaliczony I rok w Szkole Nauk Ścisłych, została przyjęta na II rok studiów).

Szkoła ma bardzo różnych studentów – jedni dają sobie radę doskonale, inni mają spore kłopoty z opanowaniem całego materiału. Szkoła ma ambicję być właściwym miejscem nauki dla jednych i drugich. Przewiduje się, że na III roku, po wyborze dyscypliny dalszych studiów, będzie można bądź pogłębiać wiedzę w tej dziedzinie i dążyć ku magisterium (i być może doktoratowi), bądź też wybrać kierunek bardziej praktyczny z myślą o zakończeniu studiów na licencjacie.

Program I roku nie odbiega istotnie od tego, który obowiązywał w ubiegłym roku (por. [1]), pojawili się natomiast nowi wykładowcy: doc. Andrzej Krasieński (analiza matematyczna), prof. Maciej Kolwas i prof. Jacek Kossut (fizyka), prof. Joanna Sadlej (chemia). W programie II roku są z kolei trzy nowe wykłady: statystyka matematyczna (prof. Ryszard Zieliński), chemia organiczna (prof. Aleksander Zamojski) oraz wstęp do mikro- i makroekonomii. Uruchomienie tego ostatniego wykładu, do prowadzenia którego udało się pozyskać dr Elżbietę Czarny ze Szkoły Głównej Handlowej, wynika z przekonania twórców Szkoły, że podstawowa wiedza z zakresu ekonomii jest dziś niezbędnym składnikiem wykształcenia wyższego.

Literatura

- [1] T. Dietl, *Postępy Fizyki* 44, 617 (1993).
- [2] A. Gabryjelska, *Wiedza i Życie*, nr 11, 46 (1994).

NOWOŚCI NAUKOWE

Krzysztof Z. Stanek

*Princeton University Observatory
Princeton, USA*

Poszukiwania ciemnej materii za pomocą mikrosoczewkowania grawitacyjnego

Search for the dark matter using gravitational microlensing

Abstract: A brief account is given of the current status of the dark matter problem in astrophysics, with emphasis on the application of gravitational microlensing in the search for dark matter in our Galaxy. The gravitational microlensing method, proposed by Paczyński in 1986, uses the fact that, otherwise dark, objects can act as a gravitational lenses, causing the lensed stars to increase their brightness during the microlensing event. There are currently three groups regularly observing few million stars each night for several months every year, in order to find very rare microlensing events. So far, about 50 events have been found, both towards the Large Magellanic Cloud and towards the Galactic Bulge. At present there is no indication that these events are caused by the dark matter, i.e. objects with the mass below 0.1 Solar masses.

Jednym z bardziej podstawowych problemów współczesnej astrofizyki jest wyjaśnienie natury tzw. ciemnej materii, niekiedy zwanej też „brakującą masą”. Problem ciemnej materii jest stosunkowo nowy; środowisko astronomiczne przyjęło na serio hipotezę istnienia ciemnej materii ok. kilkanaście lat temu, mimo istniejących od wielu lat przesłanek na ten temat.

Na czym zatem polega problem ciemnej materii? Upraszczając, problem ten

to niezgodność oszacowań masy na podstawie jasności obserwowanych obiektów z oszacowaniami natury dynamicznej. Jako przykładu można użyć tzw. krzywej rotacyjnej dla galaktyk spiralnych. Dla galaktyk tych, posiadających zwykle dobrze określony dysk, można rozmaitymi środkami zmierzyć zależność prędkości rotacyjnej materii w dysku (takiej jak gwiazdy czy też gaz) od odległości od centrum danej galaktyki. Zależność ta pozwala z kolei na dynamiczne wyznaczenie ilości materii w funkcji odległości od centrum galaktyki. W przypadku galaktyk spiralnych jasność powierzchniowa dysku, czyli ilość materii świecącej, spada zwykle wykładniczo z odległością, co odpowiadałoby krzywej rotacyjnej przybierającej charakter keplerowski (rotacja wokół punktowej masy) z dala od centrum danej galaktyki. Tak się jednak nie dzieje! W latach 70-tych Vera Rubin i współpracownicy w serii prac pokazali, że z dala od centrum galaktyk spiralnych krzywa rotacyjna zwykle pozostaje na stałym poziomie, tak daleko jak daje się ją mierzyć (do mierzenia potrzebna jest bowiem materia świecąca). To wskazuje na rozkład masy galaktyk proporcjonalny do odległości od ich centrum, rezultat raczej nieoczekiwany, zważywszy na szybki zanik ilości materii świecącej z odległością. A zatem z dala od centrum danej galaktyki jej dynamika jest zdominowana przez niewidoczną, ciemną materię.

Jak się okazuje, ciemna materia nie ogranicza się jedynie do galaktyk spiralnych, występuje ona także w innego typu galaktykach, a także w skupiskach galaktyk zwanych gromadami galaktyk. Jako miarę ilości ciemnej materii astronomowie używają zwykle tzw. „stosunku masy do jasności” (ang. mass to light ratio), mierzonego w jednostkach masy i jasności naszego Słońca. Dla zwykłych gwiazd, takich jakie znamy z naszej Galaktyki, stosunek ten raczej nie przekracza 5, natomiast to co mierzone jest w dużych gromadach galaktyk zwykle przekracza 100.

Astronomowie zatem postawieni zostali (przynajmniej niektórzy z nich) przed problemem wyjaśnienia z czego składa się ciemna materia. Nie będę trzymał Czytelnika w napięciu i od razu powiem, że na razie takie, powszechnie przyjęte wyjaśnienie nie istnieje, natomiast istnieje cały szereg zarówno kandydatów na ciemną materię, jak i prób ich potwierdzenia (lub obalenia).

Nie mamy tutaj miejsca aby wdawać się w szczegóły, wystarczy zatem jeśli z grubsza podzielimy kandydatów na ciemną materię na tzw. materię barionową i niebarionową. Materia niebarionowa to wszelkiego rodzaju egzotyczne, nieoddziałujące ze sobą cząstki, które wypełniałyby Wszechświat mniej więcej równomiernie, nie tworząc skupisk o rozmiarach gwiazd czy planet. Przykładem takiej cząstki może być obdarzone masą neutrino. Z kolei materia barionowa to zwykle cząstki, czyli głównie protony i neutrony. Istnieje szereg ograniczeń natury obserwacyjnej w jakiej postaci ciemna materia barionowa może występować, spro-

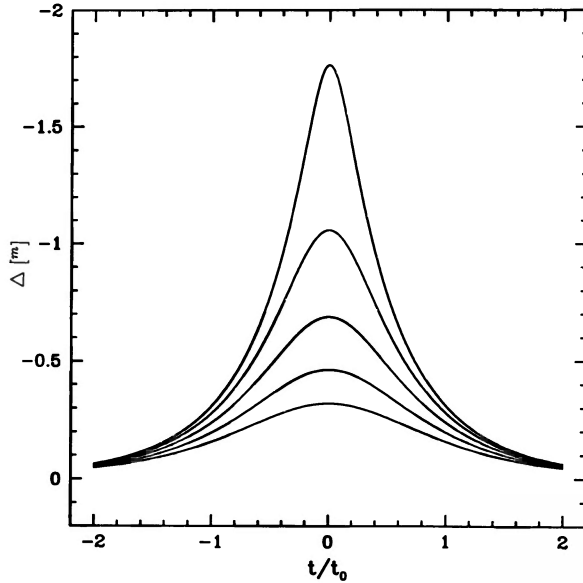
wadzących się w skrócie do warunku na to aby nadal pozostawała ona materią ciemną.

Jedną z nadal aktualnych i popularnych form ciemnej materii barionowej jest tzw. brązowy karzeł, czyli skupisko materii o masie niewystarczającej do zapoczątkowania reakcji termojądrowych (poniżej ok. 0.08 masy Słońca). Istnienie brązowych karłów wynika niejako z istnienia znanych nam świecących gwiazd. Jakikolwiek proces, który doprowadził do powstania ciał o masie wystarczającej do syntezy wodoru prawdopodobnie doprowadził też do powstania obiektów o masie poniżej $0.08 M_{\odot}$, tym bardziej że masa zawarta w znanych gwiazdach wzrasta ze spadkiem masy indywidualnych gwiazd. Pozostaje pytanie jak dużo jest brązowych karłów – czy wystarcza, żeby wyjaśnić obserwowane dynamicznie stosunki masy do jasności przekraczające 100?

Niestety, brązowe karły są bardzo trudne do zaobserwowania wprost, jako że są z natury obiektami ciemnymi i o maksimum jasności w zakresie podczerwieni, gdzie techniki astronomiczne nie dorównują technikom z zakresu światła widzialnego. Tutaj w sukurs przychodzi nam wspomniane w tytule mikrosoczewkowanie grawitacyjne.

Soczewkowanie grawitacyjne, czyli powstawanie wielu obrazów obiektów astronomicznych w wyniku oddziaływania ich światła z polem grawitacyjnym obiektu położonego pomiędzy źródłem i obserwatorem przewidziane zostało jako rezultat ogólnej teorii względności, a zaobserwowane po raz pierwszy w 1979 r. (po dokładniejszy opis zjawiska soczewkowania grawitacyjnego i jego zastosowań zachęcam Czytelnika do sięgnięcia do prac [1,2]). W przypadku kiedy masa soczewkującego obiektu jest rzędu masy Słońca, powstałe obrazy są na niebie na tyle blisko siebie, że za pomocą istniejących technik obserwacyjnych nie będziemy ich w stanie rozdzielić – mówimy wtedy o mikrosoczewkowaniu grawitacyjnym. Jako skutek mikrosoczewkowania będziemy wtedy jedynie obserwować pojaśnienie źródła, zależne od masy soczewki i geometrii układu obserwator-soczewka-źródło. Ponieważ możemy oczekiwać, że składniki tego układu będą się względem siebie poruszać, obserwowana jasność źródła będzie w tym wypadku funkcją czasu. Przykładowe krzywe jasności, odpowiadające różnym wartościom najmniejszej odległości soczewki od osi obserwator-źródło, pokazane są na rys. 1.

Istotny w tym wypadku jest fakt, że długość trwania zjawiska mikrosoczewkowania zależy od kombinacji trzech czynników: masy soczewki oraz wzajemnej odległości i prędkości w płaszczyźnie nieba źródła względem soczewki. Zależność od masy ma charakter pierwiastka kwadratowego; ciało o stokrotnie większej masie spowoduje zjawisko o dziesięciokrotnie dłuższej skali czasowej. Stąd zaproponowany w 1986 r. przez Bohdana Paczyńskiego (polskiego astronoma pracującego obecnie w Princeton University Observatory) pomysł [3] obserwacji gwiazd w po-



Rys. 1. Krzywe blasku dla mikrosoczewkowania grawitacyjnego. Na osi poziomej odłożono czas podzielony przez charakterystyczny czas trwania zjawiska t_0 , równy czasowi potrzebnemu źródłu na przebycie odległości równej promieniowi tzw. pierścienia Einsteina, przy czym $t/t_0 = 0$ odpowiada maksymalnemu wzmocnieniu. Krzywe różnią się minimalną odległością soczewki od linii obserwator – źródło: im dalej, tym mniejsze wzmocnienie. Wzmocnienie o 1.7^m (czyli o 1.7 wielkości gwiazdowej) odpowiada ok. pięciokrotnemu zwiększeniu jasności źródła

bliskich galaktykach (Obłoki Magellana, M31) w celu sprawdzenia czy istniejąca według licznych przesłanek wokół naszej Galaktyki ciemna materia składa się w znacznym stopniu z tzw. brązowych karłów, a więc gwiazd o masach poniżej $0.08 M_{\odot}$. W tym przypadku gwiazdy z pobliskich galaktyk służyłyby jako źródła światła, a brązowe karły działałyby jako soczewki grawitacyjne. Brązowy karzeł o masie dziesięciu Jowiszów spowodowałby wzrost jasności gwiazdy tła trwający kilka dni, czarna dziura zaś o masie stu Słońc spowodowałaby wzmocnienie trwające około jednego roku.

Istnieje jednak powód, dla którego propozycja obserwacji mikrosoczewkowania przez ciemną materię wydawała się w 1986 r. czysto teoretyczna. Otóż przewidywania oparte na oszacowaniu gęstości ciemnej materii w naszej Galaktyce pokazują, że jeśliśmy obserwowali jednocześnie milion gwiazd np. w Wielkim Obłoku Magellana, średnio tylko jedna z nich będzie wzmocniona o więcej niż 30%. Jednak rozwój technik obserwacyjnych (głównie zaś tzw. CCD, ang. Charge Coupled Devices, dwuwymiarowych detektorów półprzewodnikowych), przy równoczesnym ogromnym rozwoju możliwości obliczeniowych współczesnych kom-

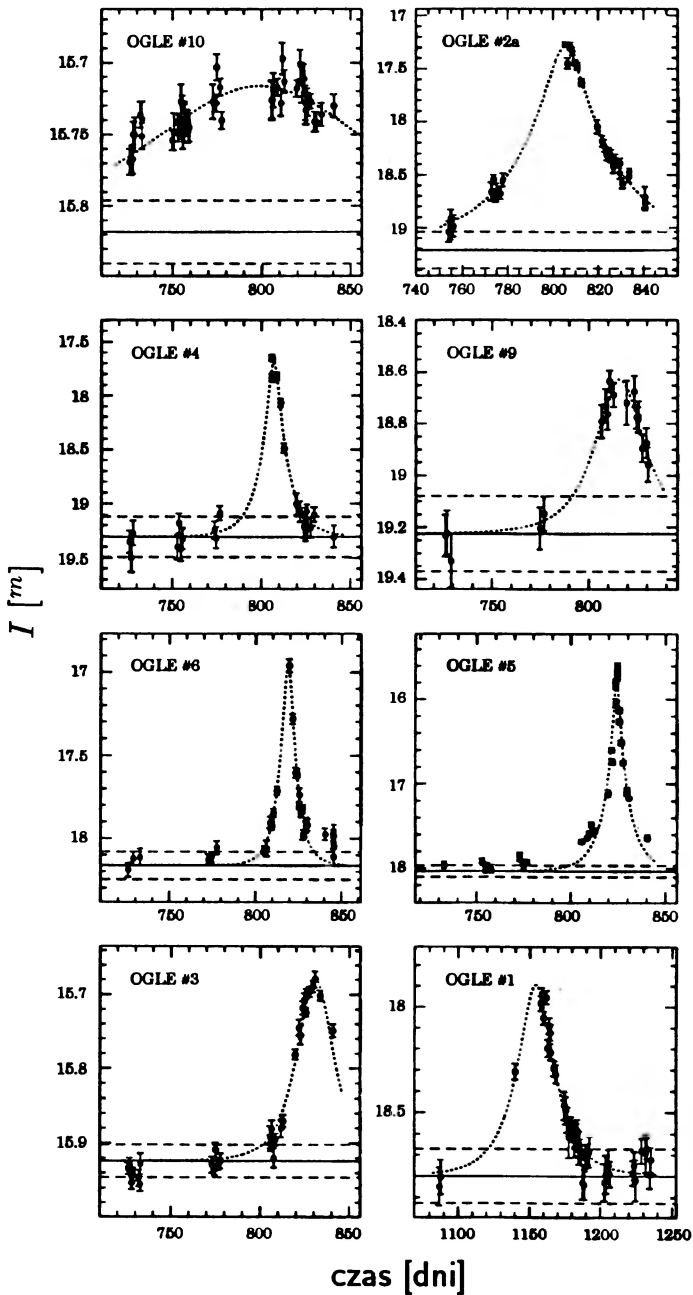
puterów, sprawił, iż projekt ten jest w zasięgu naszych możliwości, i że w chwili obecnej trzy grupy astronomów są w trakcie jego realizacji.

Grupa polsko-amerykańska (prowadzona przez Bohdana Paczyńskiego, przy czym trzon grupy stanowią astronomowie z Obserwatorium Astronomicznego Uniwersytetu Warszawskiego) prowadzi obserwacje w Las Campanas (Chile), grupa amerykańsko-australijska – w Mount Stromlo (Australia), zaś grupa francuska – w La Silla (Chile). Każda z tych grup prowadzi obserwacje kilku milionów gwiazd przez kilka miesięcy w roku w celu wykrycia tych kilku, które są soczewkowane. Problemem tutaj jest nie tylko ogromna liczba napływających danych, porównywalna do liczby danych otrzymywanych w eksperymentach fizyki cząstek elementarnych, ale również konieczność odróżnienia sygnału zmienności pochodzącego od mikrosoczewkowania grawitacyjnego od sygnału wynikającego ze zmiennej jasności obserwowanych źródeł, przy czym te tzw. gwiazdy zmienne są dosyć liczne i stanowią ok. 1% populacji wszystkich gwiazd.

Mimo tych przeszkód, po dwu latach obserwacji, na jesieni 1993 r. wszystkie trzy grupy doniosły o znalezieniu pierwszych przypadków mikrosoczewkowania. W chwili obecnej odkrytych przypadków jest łącznie ponad 20, 12 znalezionych przez grupę polską, 8 przez amerykańsko-australijską i 2 przez grupę francuską, choć liczba ta ma szansę się podwoić zanim notatka ta dotrze do Czytelnika. Rysunek 2 pokazuje kilka przypadków zaobserwowanych przez grupę polską w 1992 i 1993 r. i przedstawionych w opublikowanej niedawno pracy [4].

Jakie pierwsze wnioski można wyciągnąć z zaobserwowanych przypadków mikrosoczewkowania? Jak się okazuje, przypadków tych jest niejako i za dużo, i za mało. Grupy amerykańsko-australijska i francuska patrzą w kierunku Obłoków Magellana, a zatem większość sygnału w tym wypadku powinna pochodzić od ewentualnej ciemnej materii w otoczce naszej Galaktyki, występującej w postaci brązowych karłów. Jednakże obserwowany sygnał jest prawdopodobnie (bo obie grupy nie opublikowały jeszcze oszacowań wydajności ich eksperymentów) za słaby na to aby cała ciemna otoczka (zwana też galaktycznym ciemnym halo) składała się z brązowych karłów. Z kolei grupa polska, a ostatnio także grupa amerykańsko-australijska patrzą w kierunku centrum naszej Galaktyki, gdzie większość sygnału powinna pochodzić od materii skupionej w dysku galaktycznym. W tym wypadku obserwowana liczba zjawisk jest, według pierwszych oszacowań [4,5], co najmniej dwukrotnie za duża.

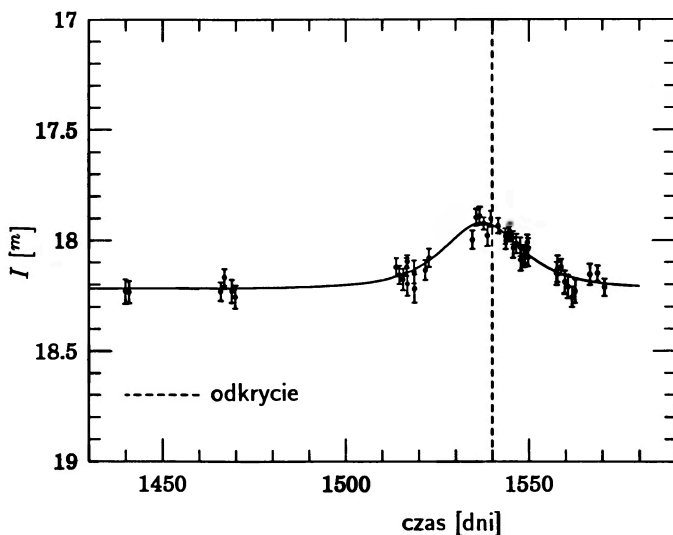
Warto podkreślić tutaj, że potrzeba co najmniej kilku dalszych lat obserwacji do otrzymania dobrej statystyki mikrosoczewkowania grawitacyjnego, niemniej już teraz można pokusić się o nakreślenie zgrubnego obrazu wynikającego z obserwowanych do tej pory przypadków. Przede wszystkim obserwacje zdają się wskazywać nieco na niekorzyść ciemnego halo galaktycznego złożonego całkowicie



Rys. 2. Osem przypadków mikrosoczewkowania grawitacyjnego zaobserwowanych przez polsko-amerykańską grupę astronomów w latach 1992 i 1993. Linia ciągłą zaznaczona jest jasność gwiazdy, gdy nie jest ona soczewkowana, wyznaczona na podstawie pomiarów nie pokazanych na rysunku. Rysunek został zaczerpnięty z pracy [4]. Dziękuję Redakcji *Acta Astronomica* za zgodę na reprodukcję

z brązowych karłów, a obserwowany, słabszy od oczekiwanego sygnał mógłby w tym przypadku pochodzić od zwykłych gwiazd z naszej Galaktyki lub też gwiazd z Obłoków Magellana soczewkujących się wzajemnie. Jeżeli chodzi o obserwacje w kierunku centrum naszej Galaktyki, „nadmiar” sygnału może pochodzić od wzajemnego soczewkowania się gwiazd z centralnej części naszej Galaktyki [6], przy czym jest bardzo prawdopodobne, że w rzeczywistości nadmiar ten pochodzi z tzw. poprzeczki galaktycznej [7], co dodatkowo zwiększałoby obserwowaną liczbę przypadków mikrosoczewkowania [8]. A zatem, przynajmniej na razie, nie można powiedzieć, że mikrosoczewkowanie grawitacyjne umożliwiło wykrycie ciemnej materii we Wszechświecie, niewątpliwie natomiast wykazało swoją przydatność jako całkowicie nowe narzędzie astrofizyki, za pomocą którego można widzieć rzeczy jakich nikt do tej pory nie widział.

Co dalej? Jak już nadmieniałem powyżej, potrzebna jest lepsza statystyka przypadków mikrosoczewkowania do wyciągnięcia bardziej ilościowych wniosków. Obecne eksperymenty są bardziej czułe na skale czasowe odpowiadające zwykłym, ale o stosunkowo małej masie gwiazdom. Stąd też istnieje możliwość, że rozciągnięcie czułości eksperymentów w kierunku krótkich skal czasowych przyniesie



Rys. 3. Pierwsza w historii soczewka odkryta podczas trwania zjawiska. Przerwaną linią pionową zaznaczono moment odkrycia za pomocą automatycznego systemu wykrywania. Możliwość wykrywania zjawisk podczas ich trwania umożliwia modyfikację strategii obserwacyjnej, stąd też zwiększona liczba obserwacji po odkryciu zjawiska. Warto dodać, że to konkretne zjawisko jest raczej słabe, co wskazuje na dużą czułość systemu wczesnego wykrywania. Niektóre ze zjawisk pokazanych na rys. 2 „przebiłyby” górną ramkę rysunku

nieoczekiwaną lawinę krótko trwających zjawisk. Grupa polska od 1994 r. jest w stanie odkrywać przypadki mikrosoczewkowania na bieżąco. Przykład pierwszego w historii przypadku odkrytego „on line” (lipiec 1994) pokazany jest na rys. 3 [9]. Zważywszy na to, że jeszcze rok temu (sierpień 1993) duża część środowiska astronomicznego zapatrywała się sceptycznie na możliwość zaobserwowania mikrosoczewkowania w ogóle, postęp w tej bardzo młodej dziedzinie astrofizyki jest bardzo szybki, stąd też wydaje się, że w przyszłość można patrzeć z uzasadnionym optymizmem.

Chciałbym podziękować prof. Bohdanowi Paczyńskiemu za uwagi dotyczące tekstu oraz drowi Andrzejowi Udalskiemu za zgodę na zamieszczenie wyników projektu OGLE.

Dodane przy korekcie: W ciągu kilku miesięcy, które upłynęły od napisania powyższego artykułu, ogłoszona liczba przypadków mikrosoczewkowania potroiła się. Grupa amerykańsko-australijska ogłosiła ostatnio bardzo wstępne wyniki swoich obserwacji w kierunku centrum Galaktyki, gdzie zaobserwowali oni ok. 40 nowych przypadków.

Literatura

- [1] K.Z. Stanek, B. Paczyński, „Soczewkowanie grawitacyjne”, *Postępy Astronomii* **41**, 100 (1993).
- [2] P. Schneider, J. Ehlers, E.E. Falco, *Gravitational lenses* (Springer-Verlag, New York 1992).
- [3] B. Paczyński, „Gravitational Microlensing by the Galactic Halo”, *Astrophys. J.* **304**, 1 (1986).
- [4] A. Udalski, M. Szymański, K.Z. Stanek, J. Kałużny, M. Kubiak, M. Mateo, W. Krzemiński, B. Paczyński, R. Venkat, „The Optical Gravitational Lensing Experiment. The Optical Depth to Gravitational Microlensing in the Direction of the Galactic Bulge”, *Acta Astron.* **44**, 165 (1994).
- [5] C. Alcock i in., „Probable Gravitational Microlensing Towards the Galactic Bulge”, *Astrophys. J. Lett.*, w druku (1995).
- [6] M. Kiraga, B. Paczyński, „Gravitational Microlensing of the Galactic Bulge Stars”, *Astrophys. J. Lett.* **430**, L101 (1994).
- [7] K.Z. Stanek, M. Mateo, A. Udalski, M. Szymański, J. Kałużny, M. Kubiak, „Color-Magnitude Diagram Distribution of the Bulge Red Clump Stars – Evidence for the Galactic Bar”, *Astrophys. J. Lett.* **429**, L73 (1994).
- [8] B. Paczyński, K.Z. Stanek, A. Udalski, M. Szymański, J. Kałużny, M. Kubiak, M. Mateo, W. Krzemiński, „Are the OGLE Microlenses in the Galactic Bar?”, *Astrophys. J. Lett.* **435**, L113 (1994).
- [9] A. Udalski, M. Szymański, J. Kałużny, M. Kubiak, M. Mateo, W. Krzemiński, B. Paczyński, „The Optical Gravitational Lensing Experiment. The Early Warning System”, *Acta Astron.* **44**, 227 (1994).

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

VIII Międzynarodowa Konferencja Geologii,
Kosmochronologii i Geologii Izotopowej w Berkeley

Konferencje ICOG (International Conference on Geology, Cosmochronology and Isotope Geology), odbywają się cyklicznie co 4 lata. Ósma już konferencja z tej serii, która odbyła się w Berkeley k. San Francisco w dniach 5–11 czerwca 1994 r., była największą z dotychczas organizowanych. Liczba uczestników sięgnęła tysiąca, a liczba przedstawionych w postaci wykładu, komunikatu lub plakatu prac przekroczyła siedemset. Podczas pięciu dni konferencji uczestnicy spotykali się razem tylko na jednym porannym wykładzie, aby później wziąć udział w jednej z pięciu – siedmiu równoległych sesji tematycznych. Sesje odbywały się w budynkach Uniwersytetu Kalifornijskiego w Berkeley. Doskonała organizacja (w Komitecie organizacyjnym m.in. W. Alvarez, G.H. Curtiss, M. Lanphere, S. Niemeier) i przestrzeganie punktualności, umożliwiło uczestnikom dowolne wybieranie sobie interesujących referatów z różnych sesji. Równocześnie, przez cały dzień otwarte było kino, w którym wyświetlano filmy o tematyce geologicznej. Korzystając z pięknej pogody można też było wybrać się na wycieczkę nad Pacyfik i podziwiać urodę Zachodniego Wybrzeża.

Poranne wykłady prowadzone były przez ludzi wybitnie zasłużonych dla geologii i geologii izotopowej. H. Craig mówił o historii odkrycia argonu, odkrycia o wielkim znaczeniu dla geochronologii opartej na metodach K/Ar i $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$. Charakter historyczny miał również wykład J.R. de Laetera o życiu Alfreda Niera, twórcy nowoczesnej spektrometrii mas. Swoje badania nad izotopami osmu ^{187}Os i ^{186}Os zreferował Karl K. Turekian. Najwięcej emocji wzbudził jednak prowadzony ze swadą i poczuciem humoru wykład G.J. Wasserburga pt. „Tyrania i skarb danych i teorii”. Zwrócił on m.in. uwagę na fakt, iż istnieje zbyt wiele danych pomiarowych a zbyt mało teorii pozwalających właściwie je opracować. Większość laboratoriów zajmuje się „produkcją” setek tysięcy wyników, a rzadko kto produkuje dobre teorie aby te wyniki wykorzystać. W niektórych dziedzinach nauki (np. astronomia) ilość czasu potrzebna do „obrobienia” istniejących danych już dzisiaj przekracza wieloletnie możliwości obliczeniowe największych komputerów, a coraz więcej nowych danych napływa bezustannie. Wydaje się, że rozwój nowych technik analitycznych przebiega pod hasłem „łatwiej, szybciej, więcej”, co wynika z presji rynku płatnych analiz. Jest to zdaniem Wasserburga ślepa uliczka, w której mogą zgubić się badania podstawowe.

Z braku miejsca nie można tu wymienić wszystkich tytułów sesji tematycznych, gdyż było ich ponad sześćdziesiąt. Najważniejsze jednak grupy tematów to: globalne cykle geochemiczne, paleoklimatologia, procesy magmatyczne, procesy wzrostu kontynentów, skorupa, płaszcz, nuklidy kosmogeniczne, geologiczna skala czasu, archeometria i ewolucja hominidów, kosmochronologia, termochronologia, wydarzenia katastroficzne, rozwój

techniczny w badaniach izotopowych.

Warunkiem przyjęcia pracy do ogłoszenia było zakwalifikowanie jej przez komisję złożoną z czterech recenzentów, co zapewniło wysoki poziom referatów. Niezwykle ważne jest, iż niemal wszystkie z przedstawionych prac powstały bądź na podstawie bądź z wykorzystaniem badań izotopowych. Uprawianie nowoczesnej geologii wydaje się dzisiaj niemożliwe bez wykorzystania badań izotopowych w jak najszerszym zakresie.

Zdaniem autora niniejszego sprawozdania, można było wyróżnić kilka wyraźnych tendencji w doborze tematów przedstawionych prac. Przede wszystkim widać wyraźny powrót do geochronologii argonowej, która staje się potężną metodą badawczą dzięki nowoczesnym technikom analitycznym (takim jak np. laserowe wydzielenie mikroilości analitu) oraz dzięki doświadczeniu w dziedzinie wzorców izotopowych. Poszukuje się nowych zastosowań geochemii izotopowej, np. w dziedzinie paleoklimatologii ostatnich kilku tysięcy lat, stosując badanie składu izotopowego wodoru w celulozie zawartej w drewnie przyrostów rocznych drzew. Znana od prawie dziesięciu lat, lecz rzadko stosowana, metoda analizy izotopowej tlenu w małych ilościach wody za pomocą chlorowodoru guanidyny okazała się niezwykle skuteczna do analizy napojów alkoholowych (analiza niemożliwa do przeprowadzenia metodą wymiany izotopowej z CO₂ z uwagi na zawartość etanolu). Metody wydzielenia laserowego w zastosowaniu do badań izotopowych rozwijane są przede wszystkim w kierunku zwiększenia przestrzennej rozdzielczości próbkowania. Autorzy wielu prac zajmowali się też efektami frakcjonowania izotopowego podczas ekstrakcji laserowej.

Wiek uczestników jak też tematy prac wskazują wyraźnie, że geologia izotopowa, aczkolwiek uprawiana od ponad pół wieku, jest wciąż dyscypliną młodą i posiadającą bardzo dobre perspektywy rozwoju. W jakim kierunku nastąpi ten rozwój okaże się na następnej, dziewiątej już konferencji ICOG, która odbędzie się w 1998 r. w Pekinie.

Streszczenia pt. *Abstracts of the Eight International Conference on Geochronology and Isotope Geology* zostały wydane przez U.S. Geological Survey (USGS Circular 1107), red. M.A. Lanphere, G.B. Dalrymple, B.D. Turrin, i są jeszcze do nabycia pod adresem USGS Map Distribution, Box 25286, Federal Center, Denver, CO 80225, USA.

Koszta mojej podróży do USA pokryła Fundacja im. Stefana Batorego, której pragnę wyrazić gorące podziękowanie.

Tomasz Durakiewicz
Instytut Fizyki UMCS
Lublin

XXII Międzynarodowa Konferencja Fizyki Półprzewodników

Konferencja odbyła się w dniach 15–19 sierpnia 1994 r. w wielkim, położonym na samym brzegu zatoki, ciekawym architektonicznie centrum kongresowym Vancouveru, stolicy Brytyjskiej Kolumbii. To największe światowe forum środowiskowe odbywało się po raz pierwszy w Kanadzie, kraju którego wkład do fizyki półprzewodników uwidocznił się stosunkowo niedawno. Szczupłość lokalnego środowiska naukowego dawała zresztą o sobie znać w czasie konferencji, której obsługa musiała być zorganizowana praktycznie bez udziału samych fizyków.

Konferencja zgromadziła ok. 850 uczestników, w tym ponad połowę z czterech krajów: USA, Japonii, Niemiec i Wielkiej Brytanii. Zaskakująco nieliczna była delegacja z USA – ok. 150 osób, organizatorzy spodziewali się dwa razy liczniejszej. Przyjazd delegacji rosyjskiej (ok. 30 osób) sfinansowała w ogromnej mierze, o ile nie w całości, Fundacja Sorosa. Polskę wreszcie reprezentowało 14 osób, z Warszawy, Torunia i Krakowa. Szczupłość polskiej grupy miała niewątpliwie związek z położeniem geograficznym Vancouveru, które przewodniczący Komitetu Programowego prof. Thewalt określił jako „centralne – zewsząd daleko”.

Na konferencję nadesłano ok. 1400 prac, z czego zaakceptowano mniej więcej połowę. O akceptacji i o kategorii pracy (plakat, komunikat, referat zamówiony), a także o nagrodach dla młodych autorów decydowała dosyć mechanicznie średnia ocen wystawionych przez kilku recenzentów. Nie było jakiegokolwiek dyskusji merytorycznej między recenzentami. Wygłoszonych zostało 9 referatów plenarnych oraz 43 zamówione referaty sekcyjne. Niestety żaden z tych referatów nie został powierzony polskiemu fizykom. Nie bez wpływu na to pozostawał zapewne fakt braku przedstawicieli Polski w Międzynarodowym Komitecie Doradczym i w Komitecie Programowym. Spośród nadesłanych z Polski prac przyjęto połowę, tj. 19 prac. Ogółem fizycy polscy, pracujący zarówno w kraju, jak za granicą, byli współautorami 43 przedstawionych prac.

Analizując tematykę przedstawionych prac można było zauważyć dalszy, obserwowany już na kilku ostatnich konferencjach, wzrost liczby prac dotyczących układów niskowymiarowych – studni kwantowych, drutów, kropek, a także powierzchni. Wzrost ten odbył się kosztem prac poświęconych objętościowym własnościom półprzewodników. Sporo miejsca na konferencji zajęły badania materiałowe – porowaty krzem, fullereny, nanorurki węglowe, ... Wobec ogromnego postępu elektroniki krzemowej zmniejszyło się chyba zainteresowanie defektami w arsenku galu, mimo że upowszechniają się nowe techniki badania defektów i ich otoczeń sieciowych. Niektóre z nich stały się możliwe dzięki pokojowemu wykorzystaniu rosyjskich separatorów izotopowych dla wytwarzania czystych izotopowo kryształów i domieszek.

Na Konferencji nie było wielkiej sensacji – odkrycia, które zelektryzowałyby uczestników i zdominowało tematy rozmów. Było natomiast wiele prac bardzo ciekawych, imponujących finezją metod doświadczalnych lub pomysłową koncepcją teoretyczną. Skrajnymi przykładami w obu tych kategoriach były referaty R. Trompa z Yorktown Heights i B. Halperina z Cambridge, Mass. Pierwszy relacjonował postępy w niskoenergetycznej mikroskopii elektronowej w zastosowaniu do badań dynamiki epitaksjalnego wzrostu kryształów. Oglądane na magnetowidzie czasowe przebiegi procesów pokrywa-

nia kolejnymi warstwami atomów sąsiadujących, monoatomowej wysokości, tarasów na powierzchni wzrostu i zaskakujące niestabilności sytuacji na poszczególnych tarasach wywołały ogromne wrażenie na audytorium swą doskonałością odtworzenia szczegółów mikrozdarzeń i dały wiele do myślenia wszystkim, którzy sądzili, że rozumieją mechanizmy epitaksjalnego wzrostu. Referat Halperina z kolei relacjonował dokonany w ostatnim okresie postęp w teorii ułamkowego kwantowego zjawiska Halla. Zachowanie złożonych fermionów (*composit fermions*) jakimi są elektrony ubrane w dwa kwanty strumienia magnetycznego za pomocą pomysłowej transformacji Cherna-Simonsa okazuje się zaskakująco proste. Przybliżenie pola średniego sprowadza układ takich fermionów do układu elektronów w pewnym efektywnym polu magnetycznym. Niektóre wypełnienia ułamkowe najniższego poziomu Landaua okazują się równoważne wypełnieniom całkowitym w polu efektywnym. Wypełnieniu $1/2$ okazuje się odpowiadać efektywne pole równe zero – złożone fermiony powinny więc w tym przypadku nie odczuwać zewnętrznego pola i wypełniać dwuwymiarową kulę Fermiego o odpowiednim promieniu. Co najciekawsze, przewidywania te znalazły już potwierdzenie relacjonowane na tejże konferencji w referacie R.I. Willetta z Murray Hill.

Wobec odbywających się czterech równoległych sesji niesposób było wysłuchać wszystkich zamówionych referatów. Można było jednak zauważyć duże zainteresowanie towarzyszące referatom o fullerenach i nanorurkach, choć nie jest jeszcze jasne jak wielkie konsekwencje poznawcze i praktyczne będą miały te układy. Zdaje się, że postępy technologii w tej dziedzinie nie dorównują na razie oczekiwaniom teoretyków. Dobre opinie zdobyły także referaty poświęcone układom niskowymiarowym, m.in. C. Weisbucha z Palaiseau o porównaniu skwantowanych wymiarowo fotonów i elektronów i K. Enslina z Monachium o spójności fazowej elektronów na trajektoriach klasycznych. Niestety zdarzały się także referaty zaproszonych wykładowców o zawartości treściowej nie wystarczającej na wypełnienie plakatu. Wydaje się, że dał tu o sobie znać dość mechaniczny sposób awansowania prac zgłoszonych do rangi referatów zamówionych.

Równoległe prowadzenie czterech sesji i konieczność utrzymania rygorów czasowych nie sprzyjała dyskusjom po referatach, które rzadko wносиły coś istotnego. Bardzo ożywione wydawały się natomiast sesje plakatowe. Wprowadzone nagrody za najlepsze prezentacje plakatowe i naciski organizatorów wyraźnie podniosły estetykę i zawartość informacyjną plakatów, eliminując prawie zupełnie przypadki ekspozycji maszynopisów prac.

Mimo pewnych uwag krytycznych w powyższym sprawozdaniu, w sumie konferencja była interesująca, chyba ciekawsza od poprzedniej w Pekinie. Za dwa lata oczekuje nas konferencja w Berlinie, a kolejna, za cztery lata – w Jerozolimie.

Tradycyjnie już, materiały Konferencji ukażą się nakładem World Scientific.

Jan Blinowski

Instytut Fizyki Teoretycznej UW
Warszawa

RECENZJE

J. Żmija, J. Zieliński, J. Parka, E. Nowinowski-Kruszelnicki:
Displeje ciekłokrystaliczne. Fizyka, technologia, zastosowanie
 Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa 1993, s. 296

Powyższa książka, wydana przez Wydawnictwo Naukowe PWN, jest pierwszą tak obszerną monografią opisującą technologię otrzymywania, fizyczne podstawy działania oraz zastosowania we współczesnej elektronice wyświetlaczy ciekłokrystalicznych. W kolejnych rozdziałach Autorzy obszernie opisują własności fizyczne ciekłych kryształów, występujące w nich efekty elektrooptyczne, podstawy działania i konstrukcji wyświetlaczy ciekłokrystalicznych oraz sposoby sterowania ich pracą.

Do istotnych wad wielu podobnych publikacji należy brak odpowiedniej listy referencji i odnośników. Na szczęście nie dotyczy to omawianej książki. Każdy rozdział tej książki jest zakończony długim spisem literatury obejmującym zarówno pozycje przeglądowe, prace oryginalne jak też prace dostępne w języku polskim. Zainteresowani czytelnicy mają więc szansę dotrzeć do odpowiednich pozycji literatury aby pogłębić swoją wiedzę. Jest to bardzo istotna zaleta recenzowanej pracy.

Inną zaletą tej książki jest przedstawienie prognoz rozwoju technologii wyświetlaczy w optoelektronice. Autorzy omówili tutaj nie tylko kierunki rozwoju wyświetlaczy ciekłokrystalicznych, ale także konkurencyjnych wyświetlaczy plazmowych, fluorescencyjnych i elektroluminescencyjnych. Załączenie dodatkowego rozdziału opisującego rozwiązania konkurencyjne jest cennym uzupełnieniem i daje czytelnikowi szansę określenia możliwych kierunków rozwoju i zakresu zastosowań różnych rozwiązań konstrukcyjnych.

Recenzowana książka ma jednak także kilka wad. Brakuje w niej bardziej popularno-naukowego wstępu. Jest to tym samym pozycja ukierunkowana na raczej wąską grupę specjalistów w dziedzinie optoelektroniki. W moim odczuciu jest to poważny błąd Autorów powyższego opracowania. Razi także używany świadomie żargon techniczny, np. „displej” zamiast „wyświetlacz”. Nie sądzę, by termin wyświetlacz był nowym słowem, którego Autorzy chcieli uniknąć, jak stwierdzają we wstępie do książki. Sądzę, że jest wręcz przeciwnie. Używany żargon techniczny prowadzi do kilku humorystycznych stwierdzeń i razi przynajmniej w pierwszych rozdziałach książki.

Powyższe usterki nie obniżają mojej bardzo pozytywnej opinii o recenzowanej książce. Sądzę, że będzie ona cennym nabytkiem zarówno dla specjalistów jak i osób zainteresowanych tematyką wyświetlaczy we współczesnej optoelektronice. Polecam więc jej zakup.

Marek Godlewski
 Instytut Fizyki PAN
 Warszawa

**Henryk Gurgul: Zarys historii fizyki
od starożytności do XX wieku – skrypt dla studentów fizyki**
Wydawnictwo Naukowe Uniwersytetu Szczecińskiego, Szczecin 1993, s. 220

Jak zaznaczono w podtytule, jest to skrypt dla studentów fizyki; został on zapewne opracowany na podstawie wykładów dla tych studentów.

Jest to przerażająco zła książka! Niechlujstwo druku przekracza wszystkie normy przyzwoitości, a układ i treść dowodzą, że Autor słabo zna historię fizyki i jej nie rozumie.

Autor oparł się wyłącznie na źródłach drugorzędnych, podręcznikach i opracowaniach. Jak wynika z zamieszczonego na końcu książki spisu literatury, nie korzystał z żadnego dzieła oryginalnego, a nieliczne zdania twórców fizyki cytuje w tłumaczeniu ze źródeł drugorzędnych, przeważnie rosyjskojęzycznych. Tak być nie powinno, ale nie uważam tego za największą wadę omawianej książki.

W literaturze spotyka się różnego typu historie fizyki. Dawniej przygotowywano często po prostu spisy odkryć, nazwisk odkrywców i odpowiednich dat, przez co powstawało coś w rodzaju „książki telefonicznej”, nudnej w czytaniu i niewiele dającej studentom. Do takich należy np. *Geschichte der Physik* Edmunda Hoppego z 1926 r.

Od takiego modelu od dawna się już odchodzi. W nowoczesnej historii nauki dominują opracowania, w których – nie stroniąc od dat i nazwisk – kładzie się nacisk na przedstawienie kształtowania się pojęć, mechanizmu rozwoju nauki, współzależności między różnymi jej dziedzinami, różnic między nauką wczorajszą a dzisiejszą, związków z edukacją itd.

Tylko taka historia fizyki może właściwie ukazać studentom drogę, którą doszliśmy do stanu obecnego, nauczyć szacunku dla dawnych twórców i pokory wobec przyrody.

Autor *Zarysu historii fizyki* wybrał niestety model „książki telefonicznej”. Gdybyż tylko opracował swą książkę z wyczuciem historii! Ale nie, w omawianej pracy znajdujemy kolekcję dat i nazwisk o znaczeniu pierwszorzędnym i całkowicie peryferyjnym, obok siebie, bez wartościowania.

Autor wyraźnie hołduje wyobrażeniu, że fizyka, jako nauka logiczna, rozwijała się prostą drogą, od A do Z, bez zawirowań i pomyłek. No bo jak inaczej wytłumaczyć pominięcie teorii ciepłika, której wprawdzie dziś nie podtrzymujemy, ale która odegrała tak istotną rolę w rozwoju fizyki.

Opisy Autora uważam za infantylne. W książce roi się od błędów. Dla przykładu przytoczę parę wyjątków.

Z par. 2.3 (s. 26) poświęconemu Kartezjuszowi: „... Prawa fizyki opierał na zasadach matematycznych, zwłaszcza geometrii Euklidesa. Za podstawę swoich poglądów przyjął ciężenie i ruch. Odrzucił istnienie próżni w przyrodzie. Uważał, że aby wyprowadzić prawa świata zmysłowego, wystarczy znać i stosować prawa ruchu. ... Kartezjusz popełnił wiele błędów, na przykład zderzenie centralne kul. Zakładał, że jeżeli obserwacje nie są zgodne z teorią, tym gorzej dla nich. ...”

Ze s. 19: „... Teoria M. Kopernika zawierała nowe poglądy, ale ponieważ była oparta na fizyce Arystotelesa, obarczało ją wiele błędów.”

Autorowi udało się w par. 2.1 poświęconym Galileuszowi nie wspomnieć ani słowem

o jego dziele *Discorsi e dimostrazioni matematiche*. . . (Lejda, 1638), zawierającym fizykę galileuszowską, ani też nie wspomnieć o zmaganiach Galileusza z Inkwizycją i jego procesie. Za to podał, że Galileusz był też lekarzem (sensacja dla historyków!) i przypisał mu odkrycie nowej gwiazdy w 1604 r. (s. 24).

Ze s. 9: „... Arystoteles nie znał prawa bezwładności. Według niego wszystkie ruchy są jednostajne i prostoliniowe... Wprowadził prawo składania ruchów. Nie wyróżniał oporu ośrodka.” (Tutaj Autor podaje kilka źródeł, m.in. odwołuje się do mojego artykułu „Dzieci Arystotelesa” z *Postępów Fizyki* 43, 431 (1992). Tylko, że ja nie podałem tak oczywistej bzdury!)

Ze s. 108: „Fresnel stworzył w latach 1815-1823 podstawy optyki falowej. Pewne niedociągnięcia wynikały z tego, że Fresnel podchodził do różnych problemów jak inżynier, rozwiązywał je opierając się na intuicji, a nie na obliczeniach. Popenił więc wiele błędów lub podawał tylko schemat rozwiązania jakiegoś problemu. . .”

Ze s. 143: „Joule swoimi doświadczeniami obalił teorię flogistonu.” (sic!)

Na s. 37 tytuł dzieła Newtona podano jako „*Phylopie naturalis principia mathematice*”. To tylko jeden z bardzo licznych przykładów błędnej pisowni obcojęzycznych tytułów.

Paragraf 4.4 na s. 147 nosi tytuł: „Statystyczne tworzenie praw fizyki”.

Ze s. 140: „Zaborcy dążyli do obniżenia znaczenia i wpływu uniwersytetów nadając im nazwy szkół wyższych. Uniwersytet Jagielloński nazywano Szkołą Główną, a Uniwersytet Wileński – Szkołą Główną Wileńską.” Autor nie tylko nie zna poprawnego brzmienia nazw, ale nie wie też, że nazwa „Szkoła Główna” została wprowadzona przez Komisję Edukacji Narodowej, a nie przez zaborców!

Przykłady błędów, nieścisłości i infantylnego stylu można by tu mnożyć, ale mija się to z celem, ponieważ omawiana książka zawiera ich zbyt wiele.

Zupełnie tragicznie przedstawia się pisownia nazwisk. Znalazłem kilkaset przykładów błędnej pisowni! Ignorancja Autora jest wręcz niewiarygodna. Na przykład, na s. 33 podane jest nazwisko Alchazen, zaś na s. 13 Ibn al Haithama (przytaczam oba nazwiska w pisowni, tak jak w książce) i oba znalazły się w skorowidzu, ponieważ Autor nie wie, że Ibn al Hajtham i Alhazen to ta sama osoba! Podobnie w książce występują jako osobne postacie Cardanas (s. 115) i Cardano (s. 20), Wollaston (s. 100,111) i Vollaston (s. 164), Benedetti (s. 30) i Benedict (s. 20) – i to jest powtórzone w skorowidzu! Za to Autor pod jednym nazwiskiem Michelson miesza fizyka rosyjskiego Vladimira A. Michelsona i fizyka amerykańskiego polskiego pochodzenia Alberta A. Michelsona. Podobnie pod nazwiskiem Humboldt w skorowidzu są skombinowani bracia Alexander i Wilhelm, a pod nazwiskiem Wilson osiemnastowieczny Benjamin oraz Charles – twórca komory. Wprost trudno w to uwierzyć, ale w książce występują także d’Alambert, Averdaes, Baccaria, De la Rivere, Leonard, Plaff, Robinson, Simpsin, Targalia, Volter – zamiast d’Alembert, Averroes, Beccaria, De la Rive, Lenard, Pfaff, Robison, Simpson, Tartaglia, Voltaire. Podkreślam, że nie chodzi o zwykłe błędy literowe, ponieważ podana wyżej błędna forma nazwisk jest używana konsekwentnie zamiast poprawnej.

Inne nazwiska pisane są od przypadku do przypadku. Występują więc Sauver i Sauveur, Mussohenbroeck, Musschenbroek i Musschenbroek, Foucault i Foucouth itd. Gauss ma na s. 138 inicjały C.F., na s. 163 – C.C., na s. 170 – K.F., a na s. 136 – po prostu C. Na szczęście powyższe formy nie są rozmnożone w skorowidzu jako odnoszące się do

różnych postaci.

W języku polskim w zasadzie nie stosuje się spolszczania nazwisk obcokrajowców, chociaż od tej reguły czyni się wyjątki w przypadku niektórych bardzo sławnych postaci. Tak więc dopuszczalne jest używanie form Szekspir, Kartezjusz czy Wolter (ale nie Volter!). Nie rozumiem jednak dlaczego Autor konsekwentnie (kilkadziesiąt razy) używa formy Amper (zamiast Ampère). Obawiam się, że powtarza to w wykładach, stawiając akcent na pierwszej głosce.

Trudno uwierzyć, że takie „dzieło” mogło zostać wydane drukiem. Co robił recenzent (Kazimierz Badiąg) i członkowie komitetu redakcyjnego z przewodniczącym Janem Purczyńskim? Uniwersytet Szczeciński jako młoda uczelnia musi dopiero starać się o dobrą pozycję wśród naszych uczelni. Nie osiągnie jej, jeśli będzie dopuszczać wydawanie pod swą firmą książek o tak beznadziejnym poziomie.

Dodam jeszcze, że *Zarys historii fizyki* został wydany metodą „camera-ready” z maszynopisu, toteż do błędów nie mógł się przyczynić nieuważny zecer.

Książka Henryka Gurgula nie nadaje się do poprawienia. Należy ją wycofać ze sprzedaży i zniszczyć, pozostawiając być może jakiś egzemplarz w muzeum osobliwości.

Andrzej K. Wróblewski

Instytut Fizyki Doświadczalnej UW
Warszawa

K R O N I K A

PTF

Nagrody PTF za 1994 r.

Polskie Towarzystwo Fizyczne przyznało następujące nagrody i wyróżnienia za rok 1994:

Nagrodę PTF im. Arkadiusza Piekary (5 mln zł) za wyróżniającą się pracę magisterską – Pawłowi Kulesie (Kraków) za pracę „Produkcja hiperjąderek w zderzeniach proton-jądro”; wyróżnienie za pracę magisterską „Elektryczne i optyczne parametry $Zn_xMg_{1-x}Se$ ” – Jackowi Szatkowskiemu (Toruń);

Nagrodę dydaktyczną PTF im. Grzegorza Białkowskiego (7 mln zł) – Urszuli Woźnikowskiej-Bezak (Katowice) za założenie i prowadzenie grupy twórczej „Kwarki” dla młodzieży szkół średnich; nagrodę dydaktyczną II stopnia (5 mln zł) – Sławomirowi Brzezowskiemu (Kraków) za wybitne wyniki w nauczaniu fizyki i przygotowywaniu kandydatów na studia fizyczne; wyróżnienia (oraz bezpłatną prenumeratę *Postępów Fizyki* w latach 1994–96): za owocne wieloletnie prowadzenie międzyszkolnych kółek fizycznych – Juliuszowi Domańskiemu (Toruń), za wzorowe prowadzenie zajęć z fizyki w klasach uniwersyteckich – Andrzejowi Musze (Kraków), za aktywną działalność w Sekcji Nauczycielskiej PTF – Kazimierze Buziak, Teresie Dubis, Marii Janowiak i Zofii Ropka (wszystkie panie z Krakowa);

Nagrodę Specjalną PTF (5 mln zł) – Stanisławowi Jakubowiczowi (Wrocław) za organizację wzorowych jesiennych szkół „Problemy dydaktyki fizyki”; wyróżnie-

nie specjalne PTF – Wojciechowi Blicharskiemu (Kraków) za niezwykle ofiarną pracę przy redagowaniu i wydawaniu *Fotonu*.

Wręczenie nagród i wyróżnień odbyło się w czasie plenarnego zebrania Zarządu Głównego PTF 17 grudnia 1994 w Warszawie.

Nominacje profesorskie

Tytuł naukowy profesora nauk fizycznych, nadany przez Prezydenta Rzeczypospolitej Polskiej, otrzymali w dniu 18 lipca 1994: Katarzyna Cieślak-Blinowska (UW, Warszawa), Stanisław Drożdż (UJ, Kraków), Stanisław Jadach (IFJ, Kraków), Waldemar Soszka (WSP, Kraków).

Sprawy Nauki, nr 5 (1994)

IUPAP

Międzynarodowa Unia Fizyki Czystej i Stosowanej (International Union of Pure and Applied Physics – IUPAP) założona została w 1922 r. Artykuł J. Werlego (*PF* 45, 359 (1994)) opisuje historię i aktualne problemy IUPAP-u. W każdym kraju będącym członkiem IUPAP-u działa odpowiedni Komitet Narodowy. W Polsce od wielu lat Komitet Narodowy był sekcją Komitetu Fizyki PAN. Obecnie zgodnie z decyzją Prezydium PAN przewodniczącymi Komitetów Narodowych międzynarodowych unii są przewodniczący Komitetów Naukowych PAN.

W nowej kadencji od 1994 r. przewodniczącym polskiego Komitetu Narodowego IUPAP-u jest prezes Komitetu Fizyki PAN

Jan Stankowski. W skład Komitetu Narodowego wchodzi Józef Werle (wiceprezes IUPAP-u) i członkowie komisji naukowych IUPAP-u oraz kilka osób, które prowadziły i prowadzą sprawy Unii.

Adam Kujawski, Jan Stankowski

KBN

W Kronice 5/94 podaliśmy skład Zespołu Nauk Matematycznych, Fizycznych i Astronomii (P-3) KBN, powstały w wyniku wyborów. Przewodniczącym Zespołu jest Andrzej S. Białynicki-Birula (Inst. Matematyki UW). Obecnie podajemy składy Sekcji: Fizyki, Badań Kosmicznych oraz Astronomii, powstałe w wyniku dokooptowania.

Sekcja Fizyki (P03B): przewodniczący – Ryszard Sosnowski (IPJ, Warszawa), członkowie – Jacek Baranowski (UW), Robert R. Gałązka (IF PAN), Kazimierz Grotowski (UJ), Franciszek Kaczmarek (UAM), Andrzej Kreft (AGH), Jan Mozrzyk (UWr), Tadeusz Paszkiewicz (UWr), Jerzy Prochorow (IF PAN), Franciszek Rozpłoch (UMK), Jan Stankowski (IFM PAN), Maria Steślicka (UWr), Andrzej H. Sukiennicki (PW), Jan Styczeń (IFJ, Kraków), Wojciech Suski (INTiBS PAN), Antoni Śliwiński (UG), Karol Wysokiński (UMCS), Kacper Zalewski (IFJ, Kraków).

Sekcja Badań Kosmicznych (P03C): przewodniczący – Robert R. Gałązka (IF PAN), członkowie – Daniel Bem (PWr), Jan A. Ciołkosz (Inst. Geodezji i Kartografii, Warszawa), Zygmunt Krawczyk (Inst. Lotnictwa, Warszawa), Wiesław Macek (CBK PAN), Andrzej Maciejewski (UMK), Kazimierz Stępień (UW), Janusz Sylwester (CBK PAN), Andrzej Wernik (CBK PAN), Janusz Zieliński (CBK PAN).

Sekcja Astronomii (P03D): przewodniczący – Wojciech Dziembowski (CAMK

PAN), Michał Jaroszyński (UW), Kazimierz Stępień (UW), Michał Ostrowski (UJ), Janusz Sylwester (CBK PAN), Andrzej Kus (UMK), Jacek Krełowski (UMK), Antoni Stawikowski (CAMK PAN, Toruń).

Nagroda Nobla 1994

W 1994 r. Szwedzka Królewska Akademia Nauk przyznała Nagrodę Nobla w dziedzinie fizyki za pionierski wkład do rozwoju technik rozpraszania neutronów stosowanych w badaniach materii skondensowanej: prof. Bertramowi N. Brockhousowi z Uniwersytetu McMaster w Hamilton (Ontario, Kanada) za wkład do rozwoju spektroskopii neutronowej oraz prof. Cliffordowi G. Shullowi z MIT w Cambridge (Massachusetts, USA) za wkład do rozwoju metody dyfrakcji neutronów.

Metoda rozpraszania neutronów termicznych jest obecnie, w latach dziewięćdziesiątych, ogólnie stosowaną metodą badawczą materii skondensowanej (ciała stałe i ciecze). Wiele fundamentalnych informacji otrzymanych tą metodą w różnych dziedzinach (w fizyce, chemii i biologii), stało się podstawą do wyróżnienia dwóch jej twórców tegoroczną nagrodą Nobla w dziedzinie fizyki. W szczególności technika rozpraszania neutronów termicznych znalazła zastosowanie w badaniach struktury i dynamiki wewnętrznej materii skondensowanej.

Jedną z podstawowych cech charakteryzujących materię skondensowaną jest jej struktura wewnętrzna. Badania struktury materiałów były prowadzone od dawna. Ich rozwój związany był z rozwojem dyfrakcji promieni X.

Metoda rozpraszania neutronów jest teraz stosowana w badaniach struktury materii skondensowanej na równi z innymi metodami badawczymi, takimi jak: rozpra-

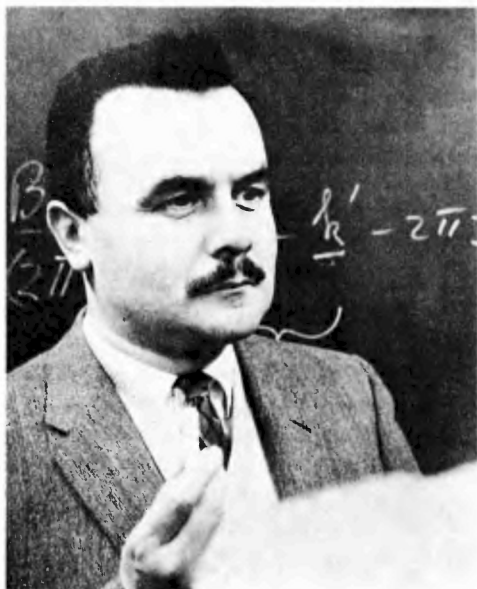
szanie promieni X i promieniowania synchrotronowego oraz dyfrakcja elektronów. Obecnie działają reaktory (np. w ILL, Grenoble, Francja) oraz tzw. źródła spalacyjne neutronów, tj. wykorzystujące zjawisko kruszenia (spalacji) jąder (np. ISIS w Rutherford-Appleton Laboratory, Wielka Brytania) zbudowane specjalnie dla potrzeb tej dziedziny. Te specjalne źródła neutronów pozwoliły na znaczne poszerzenie zakresu dotychczasowych badań. Należy zaznaczyć, że prace rozpoczęte przez obu laureatów w latach czterdziestych i pięćdziesiątych, były wykonywane przy istniejących wówczas pierwszych reaktorach jądrowych małej mocy. Reaktory te były zbudowane do badań w dziedzinie techniki reaktorowej i produkcji izotopów. Tak więc zarówno rozkład energetyczny neutronów uzyskiwanych w tych reaktorach jak również stosowane rozwiązania konstrukcyjne tych urządzeń nie uwzględniały specyfiki badań nad strukturą i dynamiką wewnętrzną materii skondensowanej. Pomimo tych obiektywnych trudności obydwaj laureaci w swoich pierwszych, pionierskich pracach wykazali, że stosowanie rozpraszania neutronów do badań struktury i dynamiki wewnętrznej materiałów dostarcza informacji, których nie można uzyskać na innej drodze. Badania te zapoczątkowały, przy wiodącym udziale obydwu laureatów, szybki postęp tej nowej dziedziny badań. Należy tutaj podkreślić wyjątkowy wkład laureatów w ten postęp. Umiejętnie łączyli oni głęboką wiedzę z intuicją fizyczną oraz z nowatorskimi rozwiązaniami technicznymi umożliwiającymi praktyczną realizację planowanych eksperymentów.

Rozwój metod doświadczalnych i stosowanie wielu nowych rozwiązań technicznych takich jak np. neutronowody, specjalne ogniskujące monochromatory, przerywacze („choppery”) statystyczne itp. umożliwiło prowadzenie badań wielu bar-

dzo różnorodnych zjawisk zachodzących w materii skondensowanej. W ostatnich latach technika rozpraszania neutronów znalazła zastosowanie w badaniach nowych nadprzewodników, w badaniach sprężystych własności polimerów a także w badaniach struktur substancji biologicznych.

Obie metody zaproponowane przez laureatów wykorzystywały zjawisko oddziaływania neutronów z materią. C.G. Shull badał dyfrakcję neutronów, natomiast B.N. Brockhouse badał zmiany energii neutronów podczas ich rozpraszania. Można powtórzyć za informacją Szwedzkiej Królewskiej Akademii Nauk: „C.G. Shull badał gdzie znajdują się atomy, podczas gdy B.N. Brockhouse jak się one poruszają”. Neutrony termiczne są jedynym obecnie znanym narzędziem badawczym, które służy jednocześnie do badania obu tych zjawisk. W badaniach relacji dyspersji fononów i magnonów oraz rozkładu momentów magnetycznych atomów (jonów) w kryształach neutrony pozostają nadal jedyną techniką badawczą. Wynika to z faktu iż neutrony termiczne mają energie i pędy porównywalne z energią i pędami wzbudzeń elementarnych w kryształach. Ponadto posiadając moment magnetyczny oddziałują z momentami magnetycznymi atomów (jonów) w ciałach stałych.

W 1955 r. B.N. Brockhouse i A.T. Stewart opublikowali pracę, w której po raz pierwszy pokazali wyznaczone doświadczalnie relacje dyspersji fononów w aluminium. We wczesnych latach pięćdziesiątych L. Van Hove sformułował teorię opisującą ruchy chaotyczne atomów w cieczech oraz zachowanie się momentów magnetycznych atomów (jonów) w magnetykach w pobliżu punktu krytycznego. Pokazał on również jak pamięć o określonym rozkładzie przestrzennym atomów zanika w czasie. Rów-



Bertram N. Brockhouse

niez i w tej dziedzinie zastosowano rozpraszanie neutronów. Brockhouse był pierwszym, który pokazał eksperymentalnie jak te korelacje, lub pamięć układu, mogą być określane za pomocą metody rozpraszania neutronów termicznych. Doświadczenia prowadził na H_2O , D_2O i ciekłym ołowiu. Te pionierskie eksperymenty wskazywały drogę jaką należy iść w przyszłości. Był on więc prekursorem sukcesów współczesnej neutronografii. Należy tu wspomnieć o Nagrodzie Nobla z 1991 r. dla P.G. de Gennesa za badanie związku pomiędzy strukturą atomową i własnościami sprężystymi polimerów. Przewidywania teorii zaproponowanej przez P.G. de Gennesa zostały potwierdzone w eksperymentach rozpraszania neutronów termicznych.

Stosunkowo małe w porównaniu z promieniami X i elektronami o energiach odpowiednich do badań strukturalnych (których długość fali wynosi 1–10 Å) prze-



Clifford G. Shull

kroje czynne neutronów pozwalają badać zjawiska charakterystyczne dla kryształu w całej jego objętości. Udział powierzchni kryształu w przypadku rozpraszania neutronów termicznych jest zwykle zanedbywalnie mały.

W pracy C.G. Shulla z 1948 r., poświęconej strukturze magnetycznej MnO , po raz pierwszy potwierdzono istnienie struktury magnetycznej w substancji antyferromagnetycznej. Istnienie oddziaływań, które mogą prowadzić do powstania takiej struktury, przewidział wcześniej L. Néel. W 1970 r. L. Néel otrzymał Nagrodę Nobla za fundamentalne prace w dziedzinie magnetyzmu, a w szczególności za odkrycie antyferromagnetyzmu.

Metoda rozpraszania neutronów termicznych wielokrotnie przyczyniała się do weryfikacji teorii i modeli zjawisk zachodzących w przyrodzie. Również prace fundamentalne z dziedziny mechaniki kwanto-

wej były weryfikowane tą metodą, np. C.G. Shull w 1977 r. oszacował górną granicę wielkości nowego członu, zaproponowanego przez I. Białynickiego-Birulę i J. Mycielkiego, w równaniu Schrödingera.

Ostatnio wiele wartościowych wyników dostarczyła metoda rozpraszania neutronów termicznych w badaniu nowych materiałów, a w szczególności wysokotemperaturowych nadprzewodników, fullerenów i nowych materiałów magnetycznych. Wszystkie te badania są kontynuacją prac Shulla i Brockhouse'a z lat czterdziestych i pięćdziesiątych.

Należy tu dodać, że nestorem i inicjatorem polskiej neutronografii był zmarły 22 listopada 1994 r. w Danii Bronisław Buras, profesor Uniwersytetu Warszawskiego, autor licznych prac naukowych oraz wychowawca wielu roczników fizyków w kraju i za granicą.

A oto krótkie informacje biograficzne o laureatach: Bertram N. Brockhouse urodził się 15 lipca 1918 r. w Lethbridge (Alberta, Kanada). Jest on obywatelem kanadyjskim. Doktorat w dziedzinie fizyki uzyskał w 1950 r. na uniwersytecie w Toronto. Jest on członkiem m.in. Kanadyjskiego Towarzystwa Królewskiego i Towarzystwa Królewskiego w Londynie oraz członkiem zagranicznym Szwedzkiej Królewskiej Akademii Nauk.

Clifford G. Shull urodził się 23 września 1915 r. w Pittsburgu (Pensylwania, USA). Jest on obywatelem USA. Doktorat w dziedzinie fizyki uzyskał na Uniwersytecie Nowojorskim w 1941 r. Jest członkiem m.in. Narodowej Akademii Nauk USA.

Izabela Sosnowska

Medal Diraca 1994

Międzynarodowe Centrum Fizyki Teoretycznej w Trieście przyznało Medal Diraca za rok 1994 Frankowi Wilczkowi (Inst.

for Advanced Study, Princeton, USA), który w 1973 r. był jednym z odkrywców „swobody asymptotycznej” nieabelowych teorii cechowania, mówiącej o tym, że oddziaływania silne stają się słabsze na małych odległościach. To odkrycie doprowadziło do nowego obrazu fizyki kwarków i jest obecnie podstawą Modelu Standardowego oddziaływań fundamentalnych.

Wilczek dokonał też istotnego wkładu w badania wzbudzeń cząstek w układach dwuwymiarowych podlegających statystyce ułamkowej. Te cząstki, które nazwał „anyons” (patrz artykuł Wilczka „Każdony dla każdego”, *PF* 44, 565 (1993)) odgrywają istotną rolę w ułamkowym efekcie Halla.

Medal Diraca jest przyznawany za wybitne osiągnięcia w fizyce teoretycznej i matematyce, jednak tylko tym osobom, które nie zostały jeszcze wyróżnione Nagrodą Nobla lub Nagrodą Wolfa.

CERN Courier 34, nr 8 (1994)

B. W.

Synteza pierwiastków 110 i 111

W końcu 1994 r. dokonano w Instytucie Ciężkich Jonów (GSI) w Darmstadtzie w Niemczech syntezy dwóch nowych pierwiastków o liczbie atomowej 110 i 111.

Dla pierwiastka 110 wytworzono 2 izotopy: $^{269}110$ i $^{271}110$, a dla 111 jeden: $^{272}111$. Przy rozpadzie tego ostatniego nuklidu poznano jeden nowy izotop pierwiastka 109 (meitner): ^{268}Mt i jeden pierwiastka 107 (nilsbor): ^{264}Ns . Poznano więc 5 nowych nuklidów z krańca tablicy Mendelejewa. Dla każdego z nich zaobserwowano rozpad α , zmierzono energię kinetyczną cząstki α , E_α , oraz czas życia T_α . Wynoszą one: $E_\alpha = 11.11, 10.73, 10.82, 10.19, 9.57$ MeV, $T_\alpha = 170 \mu\text{s}, 1.4$ ms, 1.5 ms, 74 ms, 440 ms odpowiednio dla $^{269}110, ^{271}110, ^{272}111, ^{268}\text{Mt}, ^{264}\text{Ns}$. Syntezy dokonano w reakcjach jądrowych z

ciężkimi jonami. Nuklidy $^{269}110$ i $^{271}110$ utworzono przez bombardowanie jąder ołowiu ^{208}Pb jądrami niklu odpowiednio ^{62}Ni i ^{64}Ni , zaś nuklid $^{272}111$ – przez naświetlanie bizmutu ^{209}Bi wiązką niklu ^{64}Ni . Zmierzony przekroje czynne okazały się większe niż oczekiwano i głównie dlatego udało się w jednym eksperymencie utworzyć aż pięć nowych nuklidów, w tym dwa nowe pierwiastki. Przekroje te wynoszą: $\sigma = 3.5, 15, 3.5$ pb odpowiednio dla jąder $^{269}110, ^{271}110, ^{272}111$.

Zaobserwowano 4 jądra $^{269}110$, 9 jąder $^{271}110$ i 3 jądra $^{272}111$.

Wyniki eksperymentu potwierdzają stosunkowo duże czasy życia tych jąder, przewidywane przez teorię. W szczególności potwierdzają przewidywanie, że ich czasy życia ze względu na samorzutne rozszczepienie są dłuższe niż ze względu na rozpad α . Tylko bowiem ten rozpad, a nie rozszczepienie, został zaobserwowany. Wzmacnia to także nasze przekonanie o poprawności przewidywań teoretycznych co do struktury tych egzotycznych jąder, które swoje istnienie zawdzięczają swojej strukturze powłokowej.

Opisany eksperyment był najdłuższym (78 dni nieprzerwanej wiązki) w ciągu całej 25-letniej już historii tego dużego instytutu jakim jest GSI. Był jednocześnie wyjątkowo ładny, przejrzysty i elegancki, nie pozostawiający żadnej wątpliwości co do poprawności identyfikacji nowych jąder, w szczególności nowych pierwiastków. Był to też pierwszy eksperyment, w trakcie którego odkryto aż dwa nowe pierwiastki z krańca tablicy Mendelejewa i jednocześnie pięć nowych nuklidów.

Wykonał go zespół międzynarodowy: 7 fizyków niemieckich z GSI, 3 rosyjskich z ZIBJ w Dubnej, dwóch słowackich z Bratysławy i jednego Fina z Uniwersytetu w Jyväskylä. Kierownikiem zespołu niemieckiego był prof. Peter Armbruster, a główną

rolę w przygotowaniu eksperymentu i jego przeprowadzeniu odegrał dr Sigurd Hofmann.

W ostatnich dniach otrzymałem wiadomość od prof. Yu.Ts. Oganessiana, dyrektora Laboratorium Reakcji Jądrowych im. G.N. Flerowa Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych w Dubnej, że zsyntetyzowano tam w grudniu 1994 r. izotop $^{273}110$ pierwiastka 110. Byłoby to więc najcięższe jądro spośród dotychczas zaobserwowanych. Stwierdzono tylko jeden przypadek, ale zanalizowano dotychczas tylko ok. 1/4 zgromadzonych wyników. Zaobserwowano rozpad α tego jądra z energią kinetyczną cząstki α : $E_\alpha = 11.35$ MeV i czasem życia $T_\alpha = 0.4$ ms.

Bardzo duża wartość tego wyniku polega na tym, że jądro to ma 163 neutrony, jest więc pierwszym jądrem, którego liczba neutronów przekracza $N = 162$, a więc wartość, która wg przewidywań teoretycznych powinna być „magiczna”. Rzeczywiście, wzrost energii kinetycznej E_α w stosunku do wartości odpowiadającej rozpadowi jądra $^{271}110$ o 161 neutronach ($E_\alpha = 10.73$ MeV), wydaje się wskazywać na przekroczenie liczby neutronów odpowiadającej szczególnie silnemu związaniu jądra. Byłoby to więc pierwszą bezpośrednią wskazówką doświadczalną, że liczba neutronów $N = 162$ odpowiada rzeczywiście zamkniętej powłoce neutronowej jądra zdeformowanego.

Jądro $^{273}110$ otrzymano w reakcji „gorącej” syntezy, w odróżnieniu od „chłodnej” syntezy zastosowanej w GSI. Tutaj tarczą były jądra plutonu $^{244}_{94}\text{Pu}$, a pociskami jądra siarki $^{34}_{16}\text{S}$. W wyniku zderzenia powstało silnie wzbudzone („gorące”) jądro $^{278}110$, które po emisji 5 neutronów, unoszących prawie całą energię wzbudzenia, przeszło w jądro $^{273}110$. Z warunków reakcji, zaobserwowany przypadek pozwala ocenić przekrój czynny tej reakcji na bar-

dzo małą wartość ok. 0.3 pb.

Powyższy eksperyment przeprowadziły w Dubnej wspólnie grupa dubieńska, kierowana przez dra Yu.A. Lazarewa, oraz grupa amerykańska z Livermore, kierowana przez dra R.W. Lougheeda.

W niedalekiej przyszłości postaramy się przedstawić w *Postępkach Fizyki* obszerniejszy opis przebiegu i wyników obu tych niecodziennych eksperymentów.

Adam Sobiczewski

Przedszkole Jaszowieckie

W dniach 27 i 28 maja 1995, tj. w sobotę i niedzielę poprzedzające XXIV Międzynarodową Szkołę Fizyki Związków Półprzewodnikowych, odbędzie się kolejne tzw. Przedszkole Jaszowieckie. Tematy tego dwudniowego kursu będą ściśle związane z głównymi tematami Szkoły.

Tak jak w latach poprzednich, Fundacja Pro Physica planuje przyznanie pewnej liczby stypendiów na opłacenie uczestnictwa w Przedszkolu i Szkole dla studentów wybranych przez Międzynarodowy Komitet Selekcyjny. Kandydatów do stypendium (którymi mogą być studenci ostatnich lat lub doktoranci) mogą zgłaszać ich opiekunowie naukowci do dnia 1 marca 1995 do sekretarza Przedszkola: dr Perla Kacman, adr.el.: kacman@ifpan.edu.pl, lub bezpośrednio do Komitetu Selekcyjnego, którego polskim członkiem jest: prof. Jacek Kossut, adr.el.: kossut@ifpan.edu.pl, oboje z Instytutu Fizyki PAN, al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa.

Perla Kacman

Niemieckie kolegia innowacyjne

Niemieckie Stowarzyszenie ds. Badań (Deutsche Forschungsgemeinschaft) chcąc ułatwić szkołom wyższym w nowych lądach wypełnianie nowych zadań badaw-

czych, a także intensyfikację interdyscyplinarnego i międzynarodowego charakteru badań postanowiło zakładać w tych lądach kolegia innowacyjne (Innovationskollegs) – ośrodki, które pozwoliłyby na bliską współpracę szkół wyższych z instytucjami pozauniwersyteckimi, z przemysłem, z gospodarką.

W obszarze zainteresowań fizyki powstały już trzy takie kolegia: „Ceramika szkła o nowych własnościach” w Jenie (we współpracy także z Uniwersytetem w Rostocku), „Metody i materiały dla układów nanometrowych” w Chemnitz-Zwickau i „Optyczna technika informatyczna” w Jenie. Federalne Ministerstwo Nauki i Techniki zapewniło ze swoich środków specjalnych budżet tych kolegiów na najbliższe 3 lata.

Phys. Bl. 50, nr 10 (1994)

B. W.

Koreański przemysł finansuje uniwersytet

Przed kilku laty został założony w Południowej Korei uniwersytet POSTECH (Pohang University of Science and Technology), który w dużej mierze jest finansowany przez potężną firmę przemysłu stalowego – Pohang Iron and Steel Company. Firma ta pokryła większość kosztów budowy gmachów uniwersytetu i finansuje ok. połowy wydatków na prace badawcze i rozwojowe (w postaci przyznawanych grantów). W POSTECH-u przypada tylko 6.4 studenta na nauczyciela akademickiego. Roczny budżet wynosi ok. 60 mln USD i wysokość funduszy na badania przypadających na jednego profesora jest tam najwyższa spośród wszystkich uniwersytetów południowokoreańskich.

Seulski Uniwersytet Państwowy, mający opinię najlepszego uniwersytetu koreańskiego, może się wprawdzie pochwalic większą niż POSTECH liczbą publikacji

wymienianych w *Science Citation Index*, jednak liczba cytowanych prac przypadająca średnio na jednego pracownika uniwersyteckiego jest wyższa w POSTECHU-u. Dobra współpraca z przemysłem przynosi wyniki.

Nature 371, nr 6499 (1994)

B. W.

Jonizacja i przewodnictwo elektryczne ciekłych dielektryków

Ukazała się książka Ignacego Adamczewskiego i Andrzeja Januszajtisa *Wkład nauki polskiej do nauki światowej w dziedzinie jonizacji i przewodnictwa elektrycznego ciekłych dielektryków*. Zawiera ona opracowanie materiałów z publikacji prof. I. Adamczewskiego i jego współpracowników z lat 1932–87, w tym w Uniwersytecie Warszawskim (1932–39) oraz w Politechnice Gdańskiej i Akademii Medycznej w Gdańsku (1945–87), uzupełnionych wspomnieniami prof. Adamczewskiego.

Publikację tę autorzy poświęcają pamięci prof. Czesława Białobrzeskiego (1878 – 1953) jako inicjatora tej dziedziny badań w Polsce.

B. W.

Dwudziesta rocznica śmierci Mieczysława Frąckowiaka

Pracownicy Instytutu Fizyki Politechniki Poznańskiej uczcili pamięć doc. dra hab. Mieczysława Frąckowiaka, cenionego polskiego fizyka, twórcy Instytutu Fizyki Politechniki Poznańskiej, organizując w listopadzie 1994 r., w dwudziestą rocznicę śmierci, środowiskowe seminarium naukowe poświęcone jego działalności naukowej i dydaktycznej. Wśród licznie zgromadzonych uczestników seminarium obecni byli jego uczniowie, przyjaciele i koledzy.

Mieczysław Frąckowiak – zapalony ba-

dacz, zasłużony organizator badań i nieustrudzony działacz – realizujący ideę powiązania postępu technicznego ze zdobyczami fizyki, był człowiekiem o wybitnej i niepowtarzalnej osobowości i jednym z animatorów życia naukowego w Poznaniu.

Do Poznania, gdzie objął Katedrę Fizyki w Politechnice Poznańskiej, doc. Frąckowiak przeniósł się w 1966 r. z Torunia. W Katedrze Fizyki PP prowadzone były w tym czasie pewne prace z dziedziny luminescencji, inspirowane przez Instytut Fizyki Uniwersytetu Mikołaja Kopernika w Toruniu. Do pracy w Katedrze Fizyki PP przystąpił z wielkim entuzjazmem. Dzięki jego usilnym staraniom i zabiegom, jak również dzięki bardzo dużej przychylności i pomocy władz uczelni, Katedra Fizyki, a następnie Instytut Fizyki PP, uzyskują nowe lokale oraz nowoczesną aparaturę. Powstają nowe laboratoria naukowe i dydaktyczne, unowocześniony zostaje proces nauczania fizyki. Potrzeby społeczne zarówno rozwijającej się dynamicznie uczelni technicznej, jak również całego regionu, wymagały od niego przedstawienia się na nową problematykę naukową, na którą wzrastało zapotrzebowanie przemysłu. Jego życiową pasją było przekazywanie zdobyczy fizyki technice oraz innym dziedzinom nauki, czemu dawał nie raz wyraz w swojej naukowej działalności.

Mieczysław Frąckowiak był człowiekiem niezwykle dynamicznym, także gdy chodziło o sprawy rozwoju środowiska naukowego wykraczającego poza własną instytucję. Spośród licznych jego pomysłów, trwałym osiągnięciem okazała się Filia Przemysłowego Instytutu Elektroniki w Toruniu. Był również organizatorem pierwszej konferencji „Fizyka dla Przemysłu”, ukazującej zastosowanie w przemyśle wyników badań naukowych z dziedziny fizyki.

Będąc eksperymentatorem, był Frąckowiak również świetnym teoretykiem się-

gającym śmiało do współczesnych teorii. Działał pobudzająco na swych kolegów i współpracowników. Miał mnóstwo interesujących pomysłów w dziedzinie fizyki atomowej i fizyki ciała stałego, które znalazły realizację w postaci wielu publikacji oraz zakończonych prac doktorskich.

W dorobku naukowym Frąckowiaka znajdują się prace pionierskie z zakresu luminescencji substancji nieorganicznych, elektroluminescencji cienkich warstw, własności elektrycznych cienkich warstw półprzewodnikowych oraz spektroskopii atomowej.

Instytut Fizyki Politechniki Poznańskiej, w którym doc. Mieczysław Frąckowiak pracował tylko 8 lat, dzięki polityce swojego założyciela w zakresie badań naukowych, nauczania fizyki i rozwoju kadry naukowej może poszczycić się dzisiaj wieloma znaczącymi osiągnięciami. Gdy doc. Frąckowiak rozpoczynał pracę w Katedrze Fizyki PP, był jedyną osobą posiadającą stopień naukowy doktora habilitowanego. W chwili obecnej w Instytucie Fizyki PP zatrudnione są 3 osoby z tytułem naukowym profesora, 10 doktorów habilitowanych oraz wielu doktorów.

Odszedł od nas nagle i niespodziewanie, w pełni sił, w rozkwicie swojej twórczości naukowej. Pozostawił jednak po sobie trwałe pomniki swojej działalności – Instytut Fizyki Politechniki Poznańskiej. Pozostawił po sobie kadre naukową kontynuującą rozpoczęte przez siebie dzieło.

Uczniowie

Adriano Gozzini (1917 – 1994)

Dnia 24 września 1994 r. zmarł Adriano Gozzini – emerytowany profesor Scuola Normale Superiore w Pizie. Miał 77 lat. Jego odejście boleśnie dotknęło wielu fizyków rozsianych po całym świecie, którzy

mieli zaszczyt i przyjemność znać go osobiście lub nawet pracować z nim bezpośrednio bądź też bardzo blisko niego. W Polsce do grona takich osób należą profesorowie: Tadeusz Skaliński, Krzysztof Ernst, Jerzy Zagroździński i autorka tego wspomnienia.

Profesor Adriano Gozzini przebywał w Polsce kilka razy. Po raz pierwszy był w czasie II Wojny Światowej, kiedy po kapitulacji Włoch we wrześniu 1943 r. Niemcy przywieźli do Polski całe transporty rozbrojonych oficerów i żołnierzy włoskich, swoich „wczorajszych” sojuszników. Gozzini został wzięty do niewoli w Grecji tak jak stał – w letnim mundurze – i tak trafił do obozu w Dęblinie, gdzie w nieludzkich warunkach przetrwał do końca wojny. Jego przeżycia wojenne były tak silne, że w czasie swojej pierwszej wizyty naukowej w Polsce w 1972 r. pojechał do Dębina, by tam na miejscu wyzwolić się od prześladowającego go koszmaru obozowego. Po raz ostatni był w 1984 r., gdy odbierał medal im. Mariana Smoluchowskiego przyznany mu w 1981 r. przez Polskie Towarzystwo Fizyczne.

Profesor Adriano Gozzini był ze wszech miar wspaniałym człowiekiem. Miałam szczęście poznać go w grudniu 1971 r., kiedy jako stypendystka Rządu Włoskiego przyjechałam na 10 miesięcy do Pizy. Byłam polecona przez prof. Skalińskiego opiece naukowej prof. Gozziniego, który wówczas był dyrektorem Laboratorio di Fisica Atomica e Molecolare CNR i profesorem Uniwersytetu w Pizie. Od tamtej pory wielokrotnie byłam w Pizie i za każdym razem wiele czasu spędzałam w towarzystwie prof. Gozziniego w jego laboratorium, gdzie miał swoją cudowną aparaturę naukową, w gabinecie, który dosłownie tonął w czasopiśmie, książkach i niezliczonych maszynopisach prac własnych oraz prac uczniów i współpracowników lub w domu, gdzie był otoczony kochającą go rodziną, składającą się z żony

Giulii, córki, trzech synów i zwierząt domowych. Koty, papugi a nawet małpa, to także byli domownicy hołubieni przez profesora, z ogromną cierpliwością i poczuciem humoru tolerowani przez jego żonę i poszturchiwani przez dzieci. Profesor Adriano Gozzini kochał ludzi i zwierzęta. Zawsze był gotów udzielić najdalej idącej pomocy fizykom z krajów borykających się z trudnościami ekonomicznymi lub problemami politycznymi. Warto przypomnieć, że na konferencję EGAS, która we wrześniu 1980 r. odbyła się w Pizie, dzięki staraniom prof. Gozziniego z Polski przyjechało ponad dwadzieścia osób.

Taki był Gozzini – człowiek, a o tym jaki był Gozzini – fizyk świadczą jego osobiste osiągnięcia naukowe i osiągnięcia naukowe jego uczniów.

Adriano Gozzini urodził się 13 kwietnia 1917 r. we Florencji. W 1936 r. został studentem, a w 1940 r. uzyskał dyplom ukończenia Scuola Normale Superiore – jedynej tego typu uczelni we Włoszech, która została założona przez Napoleona dla najzdolniejszych studentów Uniwersytetu w Pizie. Zwykli studenci uniwersytetu zawsze wyrażali się i wyrażają o „normalistach” jak o fanatykach nauki. Tak, jak przeciętnie uzdolnieni i przeciętnie pilni uczniowie mówią o prymusach.

Kiedy prof. Gozzini po wojnie wrócił do Pizy zastał swoje laboratorium dosłownie leżące w gruzach. Korzystając z aparatury porzuconej przez wojsko, badania w dziedzinie spektroskopii mikrofalowej rozpoczął od pomiaru stałej dielektrycznej gazów. Z tych prac powstała zaproponowana wraz z Marcello Conversim pierwsza komora jonizacyjna, której działający model jest teraz w Muzeum Nauki i Techniki w Londynie. Stała się ona prototypem komory iskrowej i w konsekwencji doprowadziła do konstrukcji układu, za który w 1992 r. Georges Charpak dostał Nagrodę

Nobla.

Adriano Gozzini był też pionierem w dziedzinie spektroskopii nieliniowej – prowadził obserwacje przejść wielofotonowych w absorpcji w obszarze mikrofalowym, wykrywanych metodą pomiaru momentów pędu, ponadto wprowadził metodę obserwacji polaryzacji zespołu atomów uzyskanej na drodze pompowania optycznego za pomocą zmodyfikowanego zjawiska Faradaya. Wreszcie był współodkrywcą zjawiska interferencji stanów kwantowych, które obecnie jest szeroko wykorzystywane przy chłodzeniu atomów do temperatur rzędu μK .



Adriano Gozzini
(zdjęcie wykonane podczas konferencji EGAS w Pizie w 1980 r. przez Krzysztofa Ernsta)

W 1985 r. Adriano Gozzini został powołany na stanowisko profesora w Scuola Normale Superiore. Przeniósł się ze swojego starego laboratorium przy Piazza Torricelli do pięknego, nowoczesnie wyposażonego laboratorium przy via della Faggiola. Wprawdzie te laboratoria dzieli dosłownie parę kroków, było to ukoronowanie kariery

naukowej prof. Gozziniego. Tam też dokonał swojego ostatniego odkrycia. Po raz pierwszy zaobserwował zjawisko indukowanej światłem emisji atomów z powierzchni komórek wypełnionych badaną parą metalu.

Profesor Adriano Gozzini został uhonorowany trzema doktoratami *honoris causa*, z których ostatni przyznał mu Uniwersytet w Paryżu w 1988 r. Był laureatem Nagrody Feltrinelli, członkiem Towarzystwa Królewskiego w Leodium (Liège) i członkiem Accademia dei Lincei. Mimo tych wszystkich honorów był człowiekiem nadzwyczaj skromnym, który zawsze pochylał się nad każdą żywą istotą, życzliwy i gotów do niesienia wszelkiej pomocy. Takim będę go zawsze pamiętać.

Aleksandra Kopystyńska

Linus Pauling (1901 – 1994)

Dnia 19 sierpnia 1994 zmarł w wieku 93 lat amerykański fizykochemik Linus

Carl Pauling, znany zarówno ze swoich sześciu dziesięciu zainteresowań naukowych – od chemii kwantowej do biologii molekularnej, ekologii i medycyny – jak też ze swojej działalności na rzecz ograniczenia zbrojeń jądrowych, zakazu próbnego wybuchów jądrowych w atmosferze i rozładowania napięcia międzynarodowych.

Był autorem ok. 650 prac naukowych i 200 artykułów przeglądowych i popularyzujących. Poczynił istotne odkrycia dotyczące wiązań chemicznych, wiele wniośły jego badania struktury cząsteczek metodami dyfrakcji promieni X, wyznaczył m.in. strukturę hemoglobiny (znany był także ze swojej recepty leczenia grypy – połykania wielkich ilości witaminy C). Jego książka *The nature of the chemical bond and the structure of molecules and crystals* była jednym z najliczniej cytowanych podręczników XX w.

W 1954 r. Pauling otrzymał Nagrodę Nobla z chemii, a w 1962 r. pokojową Nagrodę Nobla.

MRS Bull. 19, nr 10 (1994)

B. W.

S P R O S T O W A N I E

Na drugiej stronie okładki zeszytu 5/94 *Postępów Fizyki* podaliśmy omyłkowo nazwiska poprzednich a nie obecnych przewodniczących Oddziału Białostockiego i Oddziału Łódzkiego PTF.

Bardzo przepraszamy oboje Przewodniczących – Andrzeja Maziewskiego i Marię Giller – oraz naszych Czytelników.

Redakcja

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).

1995

6 – 13 maja 1995, Zakopane

XXX Zakopane School of Physics

Inst. Fizyki Jądrowej im. H. Niewodniczańskiego i Inst. Fizyki UJ, dr Krzysztof Tomala, IF UJ, Reymonta 4, 30-054 Kraków, tel.: 336377 w. 544, telex: 322723 ifuj pl, fax: 337086, adr.el.: zakop95@bron.ifj.edu.pl.

Z: 30.4.95, U: 100, ang.

16 – 19 maja 1995, Jurata

XII Sympozjum z Hydroakustyki

Komitet Akustyki PAN, Pol. Tow. Akustyczne, Zakład Hydroakustyki Akademii Marynarki Wojennej, Katedra Akustyki Wydz. Elektroniki PG, prof. E. Kozaczka, Zakład Hydroakustyki AMW, ul. Śmidowicza 71, 81-919 Gdynia, tel.: (58) 262868, 262872, fax: (58) 254846, adr.el.: amw@beta.nask.gda.pl.

Z: 15.12.94, A: 28.2.95, U: 100, O: 200 zł, ang.

22 – 26 maja 1995, Jurata

6th Spring School on Acousto-optics and Applications

Inst. Fizyki Doświadczalnej UG, Sekcja Akustyki Kwantowej, Molekularnej i Sonochemii PTA, Komitet Akustyki PAN, dr Marek Kosmol, 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: 31.1.95, A: 31.3.95, P, U: 80, ang.

26 – 27 maja 1995, Ustroń-Jaszowiec

Przedszkole Fizyki Półprzewodników

Inst. Fizyki PAN i Wydział Fizyki UW, dr Perła Kacman, IF PAN, al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel.: 436861, fax: 430926, adr.el.: kacman@ifpan.edu.pl.

27 maja – 2 czerwca 1995, Ustroń-Jaszowiec

Internat. School on Physics of Semiconducting Compounds

Inst. Fizyki PAN, Wydział Fizyki UW, dr Tomasz Story, IF PAN, al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel.: 435626, adr.el.: story@ifpan.edu.pl.

A: 15.3.95, U: 250, O: 280 zł, ang.

29 maja – 2 czerwca 1995, Warszawa

Optical Velocimetry

SPIE Polish Chapter i Inst. Optyki Stosowanej, prof. M. Pluta, IOS, Kamionkowska 18, 03-805 Warszawa, tel.: (22) 184497, fax: (22) 133265.

Z: 15.4.95, A: 1.5.95, P, ang.

4 – 14 czerwca 1995, Zakopane

XXXV Krakowska Szkoła Fizyki Teoretycznej: Bosonization and Conformal Symmetry in High Energy Physics and Condensed Matter Physics

Inst. Fizyki UJ i Inst. Fizyki Jądrowej im. H. Niewodniczańskiego, sponsorują: UJ i PTF; dr Maciej Nowak i dr Paweł Węgrzyn, IF UJ, Reymonta 4, 30-059 Kraków, tlx: 322723 ifuj pl, fax: 12 337086, adr.el.: zakopane@if.uj.edu.pl.

Z: 15.4.95, U: 80, O: 400 USD (wraz z zakwaterowaniem i wyżywieniem), ang.

5 – 6 czerwca 1995, Warszawa

III Krajowe Sympozjum Użytkowników Promieniowania Synchrotronowego, w setną rocznicę odkrycia promieniowania X

Polskie Towarzystwo Promieniowania Synchrotronowego, dr K. Ławniczak-Jabłońska, Inst. Fizyki PAN, al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel.: 436034, fax: 430926, adr.el.: jablo@ifpan.edu.pl.

A: 15.4.95, O: 40 zł, P, ang.

8 – 10 czerwca 1995, Kraków

15th Int. Conference on Physics in Collision

Inst. Fizyki Jądrowej im. H. Niewodniczańskiego, Wydział Fizyki i Techniki Jądrowej AGH, Uniwersytet Jagielloński, Grażyna Nowak, Zakład Fizyki Wysokich Energii AGH, Kawory 26A, 30-055 Kraków, tel.: 333366, fax: 333884, adr.el.: physcoll@vsk01.ifj.edu.pl.

Z: 1.4.95, U: 150, ang.

26 – 28 czerwca 1995, Warszawa

Plasma '95 – 2nd National Symposium on Plasma Research and Applications

Inst. Fizyki Plazmy i Mikrosyntezy Laserowej, skr. poczt. 49, 00-908 Warszawa 49 (Bemowo), tel/fax: 366272, adr.el.: ifpilm@frodo.nask.org.pl.

Z: 15.5.95, A: 15.2.95, U: 100, O: 46 zł, P, ang.

23 sierpnia – 2 września 1995, Piaski

24th Mazurian Lakes School of Physics (including Workshop in honour of Zdzisław Szymański)

Inst. Problemów Jądrowych i Uniwersytet Warszawski, prof. Z. Sujkowski, IPJ, 05-400 Świerk, tel.: 7798627, adr.el.: sujkow@fuw.edu.pl lub p02zs@cx1.cyf.gov.pl.

P, U: 150, ang.

3 – 6 września 1995, Poznań – Kiekrz

X Ogólnopolska Konferencja Kryształy Molekularne '95

Inst. Fizyki Molekularnej PAN, dr J. Tritt-Goc, IFM PAN, Smoluchowskiego 17, 60-179

Poznań, tel.: (0-61) 612426, fax: (0-61) 684524, adr.el.: jtg@marta.ifmpan.poz.edu.pl.
A: 31.5.95, U: 100, O: 200 zł.

11 – 15 września 1995, Warszawa

Joint XV AIRAPT and EHPRG Int. Conference – High Pressure Sciences and Technology

UNIPRESS i Inst. Fizyki Doświadczalnej UW, prof. S. Porowski, UNIPRESS, Sokołowska 29/37, 01-142 Warszawa, tel.: 325010, fax: 324218, adr.el.: airapt@iris.unipress.waw.pl.
ang.

11 – 15 września 1995, Kraków

Workshop on crystal-field effects in transition-metal compounds

Inst. Fizyki i Informatyki WSP, Kraków i Inst. Fizyki UJ, prof. R.J. Radwański, CSSP, św. Filipa 5, 31-150 Kraków, adr.el.: sfradwan@cyf-kr.edu.pl.
Z: 1.8.95, A: 15.6.95, P, U: 60, ang.

12 – 14 września 1995, Kraków

Soft Magnetic Materials Conference – SMM 12

Inst. Fizyki PAN, Inst. Elektroniki AGH, dr M. Gutowski, IF PAN, al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel.: 435232, fax: 430926, adr.el.: smm12@gamma1.ifpan.edu.pl.
A: 15.3.95, U: 300, P, ang.

12 – 15 września 1995, Kazimierz Dolny

Int. Conf. Gradient-Index Optics in Science and Engineering – GRING'95

Polish Chapter SPIE, Inst. Optyki Stosowanej i Inst. Telekomunikacji, prof. M. Pluta, IOS, Kamionkowska 18, 03-805 Warszawa, tel.: 184497, 184405, 102589, fax: 133265, tlx: 82-5960 ios pl, adr.el.: iosnflab@plearn.bitnet.
A: 15.4.95, P, ang.

18 – 21 września 1995, Wrocław

XXXIII Zjazd Fizyków Polskich

Oddział Wrocławski PTF oraz Inst. Fizyki PWr, Inst. Fizyki Teoretycznej UWr i Inst. Fizyki Doświadczalnej UWr, prof. Ewa Dobierzewska-Mozrzyimas, IF PWr, Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław, tel.: 229696, fax: 223664
O: 65 zł, członkowie PTF – 50 zł, nauczyciele, uczniowie i studenci – 15 zł (obejmuje koszty wyżywienia i bankiet)

20 – 22 września 1995, Kraków

Medical Physics – 100 Years After the Discovery of X-Rays

Polskie Tow. Fizyki Medycznej, Wydział Fizyki i Techniki Jądrowej AGH, doc. dr hab. Marta Wasilewska-Radwańska, Wydz. Fiz. i Techn. Jądrowej AGH, al. Mickiewicza 30, 30-059 Kraków, tel.: 338100 w. 3002, fax: 340010, adr.el.: radwanska@novell.ftj.agh.edu.pl.
Z: 30.3.95, A: 30.3.95, U: 200–250, O: 50 zł, dla członków PTFM 30 zł, studenci 15 zł, ang., ros., pol.

28 – 30 września 1995, Zakopane

2nd Seminar on Relaxation Phenomena in Dielectric, Magnetic and Superconducting Systems

Inst. Fizyki UJ, dr Z. Tomkowicz i dr hab. S. Wróbel, IF UJ, Reymonta 4, 30-059 Kraków, tel.: (0-12) 337086, tlx: 322723 ifuj pl, adr.el.: ufwrobel@cyfr-kr.edu.pl lub uftomkow@cyfr-kr.edu.pl.

Z: 30.5.95, A: 30.6.95, P, U: 45, O: 60 USD, ang.

1996

25 – 31 lipca 1996, Warszawa

XXVIII International Conference on High Energy Physics

patronat IUPAP, org. prof. A.K. Wróblewski, Inst. Fizyki Doświadczalnej UW, Hoża 69, 00-681 Warszawa.

NOWE KSIĄŻKI

- Marek Siemiński, *Fizyka zagrożeń środowiska*, PWN, Warszawa 1994, s. 224.
- W. Rubinowicz, W. Królikowski, *Mechanika teoretyczna*, wyd. VII, PWN, Warszawa 1995, s. 450.
- I.W. Sawieliew, *Wykłady z fizyki, tom I: Mechanika, Fizyka cząsteczkowa*, z jęz. rosyjskiego tłum. Helena Ratomska, wyd. II poprawione, PWN, Warszawa 1994, s. 491.
- I.W. Sawieliew, *Wykłady z fizyki, tom II: Elektryczność i magnetyzm, Fale, Optyka*, z jęz. rosyjskiego tłum. Maryna Wiśniewska, wyd. II poprawione, PWN, Warszawa 1994, s. 591.
- I.W. Sawieliew, *Wykłady z fizyki, tom III: Optyka kwantowa, Fizyka atomu, Fizyka ciała stałego, Fizyka jądra atomowego i cząstek elementarnych*, z jęz. rosyjskiego tłum. Włodzimierz Komar, wyd. II poprawione, PWN, Warszawa 1994, s. 361.
- Henryk Szydłowski, *Pracownia fizyczna*, wyd. VII poprawione, PWN, Warszawa 1994, s. 545.
- Andrzej Drzewiński, Jacek Wojtkiewicz, *Opowieści z historii fizyki*, PWN, Warszawa 1995, s. 237.
- Waldemar Gorzkowski, Andrzej Kotlicki, *Olimpiada Fizyczna, wybrane zadania doświadczalne z rozwiązaniami*, Stowarzyszenie „Symetria i własności strukturalne”, Poznań 1994, s. 192.
- Bernard F. Schutz, *Wstęp do ogólnej teorii względności*, z jęz. angielskiego tłum. Wojciech Kopczyński, PWN, Warszawa 1995, s. 365.

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 dostępne 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 $\text{T}_{\text{E}}\text{X}$ -a mogą nadsyłać gotowe składy (zapisane krojem podstawowym, bez wyróżnień strony tytułowej itp.), najlepiej w formacie Plain z polskimi literami kodowanymi zgodnie z systemem MeX.
 - Teksty z ChiWritera (z podaniem klucza stosowanego dla polskich liter) możemy przyjmować w wersji oryginalnej.
 - Przy innych edytorach prosimy o przygotowanie niesformatowanego pliku ASCII i listy kodów, pod którymi ukryte są znaki polskiego alfabetu.
- 3) Maszynopisy pracy (oryginał i jedną pełną – z rysunkami, tablicami itd. – kopię) należy nadsyłać pod adresem: Redakcja *Postępów Fizyki*, ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa. W liście towarzyszącym prosimy podać dokładny adres (również komputerowy) do dalszej korespondencji.
- 4) Maszynopis winien być napisany na arkuszach formatu A4 jednostronnie, z podwójną interlinią (nie więcej niż 30 wierszy na stronie) i marginesem 3.5 cm z lewej strony.
- 5) Rysunki należy wykonać starannie na oddzielnych arkuszach w rozmiarze 2 do 4 razy większym niż mają być w druku. Napisy, ograniczone do minimum, winny być czytelne i tylko w języku polskim. Na odwrocie rysunku należy podać jego numer, nazwisko autora i pierwsze wyrazy tytułu pracy. Podpisy do rysunków, tablice (z ich tytułami) i spis literatury winny być napisane na oddzielnych stronach.
- 6) Układ strony tytułowej, tekstu, odnośników literaturowych itd. powinien odpowiadać formie przyjętej w *Postęпах Fizyki* (patrz artykuły np. w tym numerze).
- 7) Autora obowiązuje wykonanie korekty autorskiej, którą należy zwrócić w ciągu 3 dni pod adresem Redakcji. Przetrzymanie korekty może spowodować przesunięcie artykułu do następnego zeszytu.
- 8) Autor otrzymuje bezpłatnie 25 egz. odbitek pracy.
- 9) Maszynopisów prac nie zamówionych i nie zakwalifikowanych do druku Redakcja nie zwraca.

POSTĘPY FIZYKI

(dwumiesięcznik)

WARUNKI PRENUMERATY

Cena prenumeraty krajowej w 1995 r. wynosi 8 zł 25 gr za pół roku, 16 zł 50 gr 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

M. Kicińska-Habior – Klastry metali alkalicznych: układy kwantowe o kilku tysiącach elementów	3
R.A. Hulse – Odkrycie pulsara w układzie podwójnym	29
RÓŻNE	
Granty KBN z fizyki – VI i VII konkurs	55
ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH	
M. Łukaszewski – Nowy rok ... i mały w Szkole Nauk Ścisłych	65
NOWOŚCI NAUKOWE	
K.Z. Stanek – Poszukiwania ciemnej materii za pomocą mikrosoczewkowania grawitacyjnego	69
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	77
RECENZJE	81
KRONIKA	85

CONTENTS

M. Kicińska-Habior – Simple metal clusters: quantum systems with a few thousand elements	3
R.A. Hulse – The discovery of the binary pulsar	29
MISCELLANEA	
Grants in physics of the State Research Committee	55
PROBLEMS OF TEACHING PHYSICS IN ACADEMIC SCHOOLS	
M. Łukaszewski – New academic year in College of Science	65
SCIENTIFIC NEWS	
K.Z. Stanek – Search for the dark matter using gravitational microlensing ..	69
MEETINGS AND CONFERENCES	77
REVIEWS	81
CHRONICLE	85