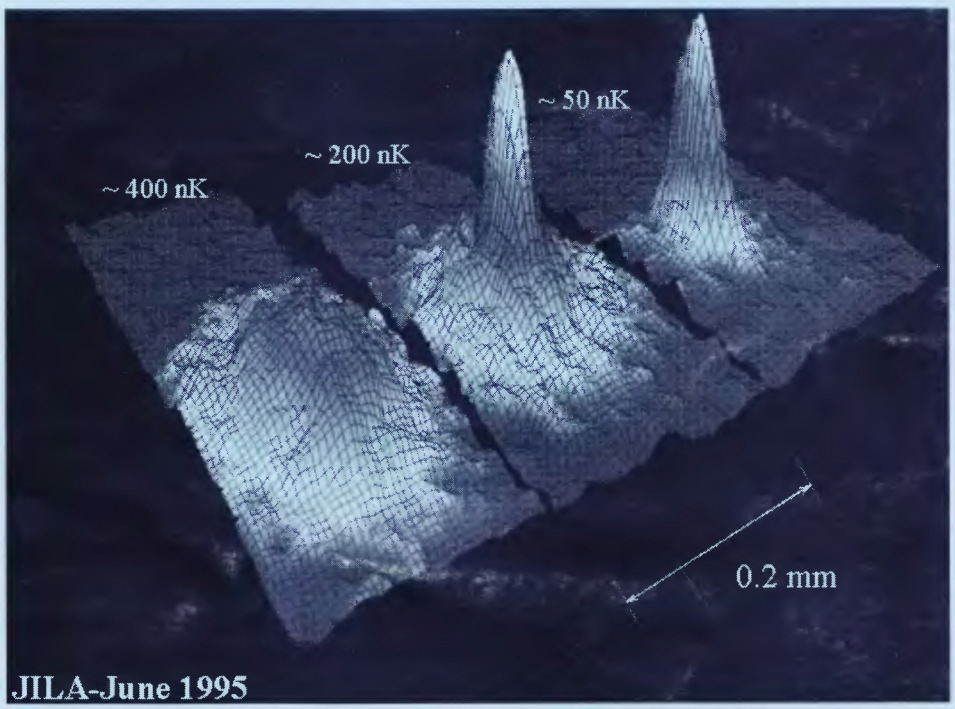
Nr indeksu 369721

POSTĘPY FIZYKI

TOM 53 ZESZYT 5 ROK 2002

DWUMIESIĘCZNIK
POLSKIEGO TOWARZYSTWA FIZYCZNEGO



KONDENSACJA BOSEGO–EINSTEINA W ROZRZEDZONYM GAZIE

JAK PRZEŁAMAĆ LĘK PRZED FIZYKĄ?

ODKRYCIE PROMIENIOTWÓRCZOŚCI DWUPROTONOWEJ

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD GŁÓWNY

Prezes: Prof. Maciej Kolwas
Wiceprezesi: Prof. Katarzyna Chałasińska-Macukow
Prof. Reinhard Kulessa
Sekretarz Generalny: Prof. Aleksandra Kopystyńska
Skarbnik: Dr Marek Kowalski
Członkowie ZG: Prof. Andrzej Bielski
Prof. Stanisław Chwirot
Prof. Jan Gaj
Prof. Bernard Jancewicz
Mgr Mirosław Trociuk
Prof. Jerzy Warczewski

REDAKTORZY NACZELNI CZASOPISM PTF

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

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW PTF

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

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

POSTĘPY FIZYKI

RADA REDAKCYJNA

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

KOMITET REDAKCYJNY

Adam Sobiczewski – redaktor naczelny
Tomasz Dietl
Jerzy Gronkowski
Mirosław Łukaszewski
Magdalena Staszel
Barbara Wojtowicz

KORESPONDENCI ODDZIAŁÓW PTF

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

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

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

000001353
UNIWERSYTET MARII CURIE-
Biblioteka Instytutu
pl. Marii Curie-Skło
20-031 Lublin

Kondensacja Bosego–Einsteina w rozrzedzonym gazie: pierwszych 70 lat i kilka najnowszych doświadczeń*

Eric A. Cornell, Carl E. Wieman

JILA, University of Colorado and National Institute of Standards and Technology
oraz *Department of Physics, University of Colorado, Boulder, Colorado, USA*

Bose–Einstein condensation in a dilute gas: the first 70 years and some recent experiments

Nobel Lecture, 8 December 2001, Stockholm

1. Wstęp

Kondensacja Bosego–Einsteina (ang. Bose–Einstein condensation, w skrócie BEC) ma długą i bogatą historię, sięgającą początku lat dwudziestych ubiegłego wieku. W artykule tym przedstawimy w skrócie tę historię, jak również niektóre z odkryć fizycznych, które umożliwiły nam osiągnięcie BEC w gazie. Następnie przedyskutujemy przebieg naszych starań i poszukiwań. W dyskusji tej wyjdziemy poza ramy typowego opisu technicznego i spróbujemy dać odpowiedź na pewne pytania, które obecnie często słyszymy, a które nie znalazły odpowiedzi w naszych dotychczasowych publikacjach. Pytania te brzmią: „Skąd wzięliście pomysł i kiedy zdecydowaliście się go zrealizować?", „Czy wiedzieliście, że się wam powiedzie?", „Ile czasu wam to zabrało i dlaczego?". Dokonamy przeglądu kilku naszych ulubionych doświadczeń, jakie przeprowadziliśmy z BEC. Po tym nastąpi krótkie zakończenie tłumaczące nasz optymizm co do możliwości uzyskania kondensacji gazu niemal dowolnego pierwiastka, który można uwięzić w pułapce magnetycznej. Postaramy się wyjaśnić, dlaczego kondensacja w rozrzedzonym gazie jest tak interesująca, wyjątkowa i pełna wyzwań doświadczalnych[1].

Koncepcja statystyki bozonowej sięga napisanej w 1924 r. pracy, w której Satyendranath Bose użył argumentów statystycznych, aby wyprowadzić wzór na widmo ciała doskonale czarnego [1].

*Wykład noblowski, wygłoszony 8 grudnia 2001 r. w Sztokholmie, został przetłumaczony za zgodą Autorów i Fundacji Nobla [Translated with permission. Copyright © 2001 by the Nobel Foundation] (przyp. Red.).

[1] Artykuł jest zapisem naszych wykładów noblowskich i jako taki prezentuje dosyć osobiste podejście do historii doświadczeń nad kondensacją Bosego–Einsteina. Nieco bardziej naukowe omówienie tej historii zainteresowany Czytelnik może znaleźć w artykule: E.A. Cornell, J.R. Ensher, C.E. Wieman, „Experiments in dilute atomic Bose–Einstein condensation", w: *Bose–Einstein Condensation in Atomic Gases*, Proceedings of the International School of Physics „Enrico Fermi", Course CXL, red. M. Inguscio, S. Stringari, C.E. Wieman (Italian Physical Society, 1999), s. 15–66, dostępnym również jako preprint cond-mat/9903109. Radzimy go czytać wraz z pracą przeglądową Wolfganga Ketterlego: cond-mat/9904034 – łącznie dają całkiem wyczerpujący przegląd techniczny trzech lat gwałtownego rozwoju dziedziny, jaki nastąpił zaraz po pierwszym zaobserwowaniu kondensacji.

Nie mogąc opublikować swojej pracy, Bose posłał ją Albertowi Einsteinowi, który ją przetłumaczył na niemiecki i opublikował. Następnie Einstein rozszerzył koncepcję statystyki zliczeń Bosego na przypadek nieoddziałujących atomów [2,3]. Rezultatem była statystyka Bosego–Einsteina (B–E). Einstein natychmiast dostrzegł osobliwą cechę rozkładu atomów między skwantowane poziomy energii, przewidywaną przez tę statystykę. W bardzo niskiej, ale wyższej od zera temperaturze duża część atomów zajęłaby stan kwantowy o najmniejszej energii. Einstein pisał: „Następuje separacja; część molekuł ulega kondensacji, a reszta tworzy »nasycony gaz doskonały«" [3,4][2]. Obecnie znamy to zjawisko jako kondensację B–E. Warunkiem jego zajścia jest osiągnięcie przez gęstość w przestrzeni fazowej wartości większej niż (w przybliżeniu) jeden (w jednostkach naturalnych). Innymi słowy, długość fali de Broglie'a λ_{dB} każdego atomu musi być dostatecznie duża, aby mogła ona przekrywać się z falą sąsiedniego atomu (dokładniej: $n\lambda_{dB}^3 > 2{,}61$).

Wynik ten nie był traktowany zbyt poważnie, nawet przez samego Einsteina, aż do momentu, gdy Fritz London i Laszlo Tisza [5,6] odkurzyli ideę kondensacji jako możliwego mechanizmu leżącego u podstaw nadciekłości w ciekłym helu-4. To ich praca po raz pierwszy zwróciła uwagę na to, że BEC może wykazywać kwantowe zachowanie w skali makroskopowej, co jest podstawową przyczyną obecnego zainteresowania kondensacją. Stało się to źródłem sporów toczących się przez wiele dziesiątków lat, lecz obecnie uznaje się, że niezwykłe własności nadprzewodnictwa i nadciekłości zarówno w helu-3, jak i w helu-4 są związane z BEC, mimo że te układy są bardzo odmienne od gazu doskonałego rozważanego przez Einsteina.

Urok egzotycznych cech nadprzewodnictwa i nadciekłości, jak również światła laserowego – trzeciego powszechnego układu, w którym widoczne jest makroskopowe zachowanie kwantowe – w dużej mierze skłonił nas w 1990 r. do zajęcia się BEC w gazie. Te trzy układy zachowują się w sposób sprzeczny z intuicją, a będący konsekwencją makroskopowego obsadzenia pojedynczego stanu kwantowego. Każdy fizyk musi uznać te zjawiska za jedne z najbardziej niezwykłych w fizyce. W roku 1990 byliśmy przekonani, że dodanie nowego członka do tej rodziny stanowiłoby fundamentalny wkład do fizyki (dopiero po naszym sukcesie uświadomiliśmy sobie, że odkrycie każdego z członków „Makroskopowej Trójcy" zostało uhonorowane Nagrodą Nobla – jest nam bardzo miło, że tradycji stało się zadość). Choć u podstaw BEC leży ten sam mechanizm, co w przypadku pozostałych wymienionych zjawisk, wydawało nam się, że własności kondensacji w gazie byłyby zupełnie od nich odmienne. Na przykład, kondensaty gazowe są dużo bardziej rozrzedzone i znacznie słabiej oddziałują niż nadciekły hel, a z drugiej strony oddziaływania w BEC są dużo silniejsze niż w pozbawionej oddziaływań wiązce laserowej. Chyba najbardziej charakterystyczną cechą kondensatu (czego nie docenialiśmy w 1990 r.) jest łatwość, z jaką można obserwować jego kwantową funkcję falową i nią manipulować. Gdybyśmy znali proroczą pracę Hechta z 1959 r. [7] przed zaobserwowaniem BEC (przeczytaliśmy ją dopiero znacznie później), z pewnością uznalibyśmy jej końcowy akapit za „rozkaz wymarszu":

> Hipotezy tej publikacji opierają się na możliwości uzyskania, np. za pomocą techniki wiązek atomowych, znacznych ilości spolaryzowanych atomów wodoru, trytu lub deuteru. Chociaż trudności doświadczalne byłyby ogromne, a proces relaksacji takich spinowo zorientowanych atomów nieznany, możliwość stworzenia bogatego nowego pola badań nadciekłych własności stanu ciekłego oraz gazowego byłaby warta maksymalnych wysiłków doświadczalnych [wyróżnienie autorów].

W każdym razie w 1990 r. nie brakowało nam motywacji. Ale sama motywacja nie zaprowadziłaby nas daleko, gdybyśmy nie mogli wykorzystać pewnych kluczowych osiągnięć nauki i techniki, w szczególności postępów w laserowym chłodzeniu i pułapkowaniu oraz wielkich dokonań fizyków związanych z badaniami spinowo spolaryzowanego wodoru.

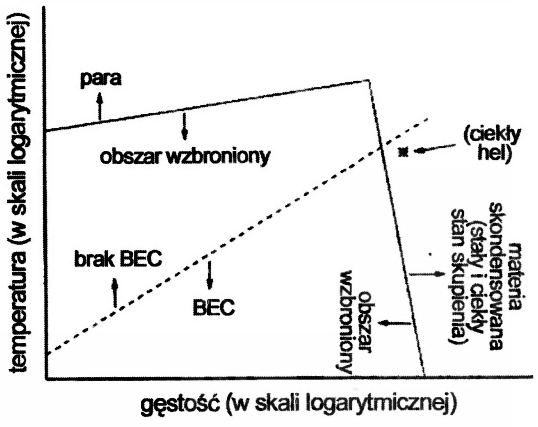
2. Fizyka kondensacji B–E

Zanim zagłębimy się w naszą opowieść, być może warto się zastanowić, jak bardzo egzotyczny jest układ nierozróżnialnych cząstek i dlaczego

[2] Tłumaczenie cytatów z prac Einsteina oraz i ich interpretację historyczną zaczerpnięto z pracy [4]; przekład polski Piotra Amsterdamskiego.

kondensacja w gazie stanowi tak wielkie wyzwanie dla eksperymentu. W pierwszej chwili łatwo przyjąć, że dwa atomy mogą być do siebie tak podobne, że nie ma żadnej możliwości ich rozróżnienia. Niemniej jednak uznanie fizycznych konsekwencji pojęcia nierozróżnialności może sprawiać trudność. Na przykład, jeśli mamy rozmieścić 10 bozonowych cząstek w 2 mikrostanach układu, to waga statystyczna konfiguracji „10 cząstek w jednym stanie i 0 cząstek w drugim" jest taka sama jak waga konfiguracji „5 cząstek w jednym stanie i 5 w drugim". Ten stosunek wag statystycznych 1:1 jest bardzo nieintuicyjny i niepokojący. Odpowiedni stosunek wag dla cząstek rozróżnialnych (takich jak skarpety w szufladzie), które obserwujemy każdego dnia, wynosi 1:252, a więc jest istotnie różny od 1:1. W drugiej ze swych prac dotyczących statystyki B–E Einstein stwierdza, że „molekuły [...] nie są traktowane jako obiekty statystycznie niezależne", a różne metody zliczania stanów rozróżnialnych i nierozróżnialnych „wyrażają pośrednio pewną hipotezę o wzajemnych wpływach molekuł, które jak na razie mają bardzo tajemniczą naturę" [3,4]. Ten wzajemny wpływ nie jest wcale mniej tajemniczy dzisiaj, mimo że możemy łatwo zaobserwować rozmaite egzotyczne zachowania, jakie on powoduje, np. dobrze znane zwiększenie prawdopodobieństwa rozproszenia do stanu zajętego oraz, oczywiście, sama kondensacja B–E.

Przemiana fazowa związana z kondensacją B–E nie tylko razi nasz zdrowy rozsądek co do rozkładu cząstek, lecz również jest niezgodna z niepisanym założeniem, że przemianie fazowej powinna towarzyszyć stabilność termodynamiczna. W rzeczywistości w doświadczeniach z rozrzedzonymi gazami zarówno zaraz przed, jak i zaraz po przemianie fazowej układ znajduje się w stanie termodynamicznie wzbronionym. Można to najłatwiej unaocznić, rozważając jakościowy diagram fazowy (rys. 1), który prezentuje cechy wspólne dla wszystkich układów atomowych. Przy małej gęstości i w wysokiej temperaturze panuje faza gazowa. Przy dużej gęstości mamy różne fazy skondensowane. Natomiast gęstości pośrednie są termodynamicznie wzbronione, z wyjątkiem zakresu bardzo wysokiej temperatury. Obszar kondensacji B–E na płaszczyźnie n–T jest bardzo silnie wzbroniony, z wyjątkiem tak dużej gęstości, że wszystkie znane atomy i cząsteczki (z jednym wyjątkiem) utworzyłyby w niej kryształ, co wykluczyłoby kondensację. Ów jedyny wyjątek, hel, pozostaje w fazie ciekłej po przejściu do kondensacji. Niemniej jednak osiągnięcie kondensacji w warunkach rozrzedzenia (np. przy gęstości 10 lub 100 razy mniejszej niż w fazie ciekłej) jest dla helu tak samo termodynamicznie wzbronione jak dla każdego innego pierwiastka.



Rys. 1. Ogólny diagram fazowy dla wszystkich rodzajów atomów. Linia kropkowana pokazuje granicę między warunkami, w których zachodzi kondensacja, i warunkami, w których kondensacja nie następuje. Linia ciągła oddziela obszar wzbroniony od dozwolonego w przestrzeni temperatura–gęstość. Zauważmy, że dla małych i średnich gęstości kondensacja następuje tylko w obszarze termodynamicznie wzbronionym.

Oczywiście „wzbroniony" nie znaczy „niemożliwy" – parafrazując stary żart Josepha Hellera, gdyby coś było naprawdę niemożliwe, nikt nie zawracałby sobie głowy zabranianiem tego. Wszystko sprowadza się ostatecznie do różnych skal czasowych dla różnych rodzajów równowagi. Gaz atomów może dojść do równowagi kinetycznej przez zderzenia dwuciałowe, podczas gdy do osiągnięcia równowagi chemicznej (tzn. do utworzenia cząsteczek, a następnie ciała stałego) niezbędne są zderzenia trójciałowe. Przy dostatecznie małej gęstości zderzenia dwuciałowe będą przeważać nad trójciałowymi i gaz osiągnie równowagę kinetyczną (być może jako metatrwały kondensat B–E) na długo przed przejściem w stabilny stan stały. Warunek zapewnienia metatrwałości zwykle nakłada znacznie surowsze ograniczenia na dopuszczalną gęstość niż dążenie do stworzenia układu rozrzedzonego. Na przykład, gęstości rzędu 10^{20} cm^{-3} byłyby sto razy mniejsze niż w nadciekłym helu, ale wytworzenie takiego gazu jest zupełnie niecelowe – nawet przy gęstości ty-

siąc razy mniejszej (10^{17} cm^{-3}) układ pozostawałby w fazie metatrwałej zaledwie przez kilka mikrosekund. Z tego względu bardziej realistyczne są gęstości rzędu 10^{14} cm^{-3}. Małe gęstości dyktowane potrzebą długotrwałego utrzymania stanu metatrwałego wymagają z kolei osiągnięcia jeszcze niższej temperatury, jeśli chce się osiągnąć kondensację.

Zatem wielka przeszkoda doświadczalna, która musi być pokonana w celu wytworzenia BEC w rozrzedzonym gazie, polega na wytworzeniu i utrzymaniu próbki w warunkach tak bardzo wzbronionych. Ponieważ nasza dalsza dyskusja skupi się na kondensacji (BEC) w rozrzedzonym gazie, będziemy się do niej odnosić po prostu jako „BEC", unikając ciągłego powtarzania „w rozrzedzonym gazie".

3. Historia prac nad BEC

3.1. Pierwsze próby

Prace nad wytworzeniem kondensatu w gazie atomowym zostały zapoczątkowane publikacją Stwalleya i Nosanowa [8]. Wykazali oni, że spinowo spolaryzowany wodór nie ma stanu związanego, a zatem pozostaje w fazie gazowej nawet w temperaturze zera bezwzględnego, co czyni go dobrym kandydatem do kondensacji. To skłoniło wiele grup doświadczalnych pod koniec lat 70. i na początku 80. do pójścia tym tropem z wykorzystaniem tradycyjnej kriogeniki w celu ochłodzenia spolaryzowanego wodoru [9–12]. Spinowo spolaryzowany wodór został po raz pierwszy wytworzony w stanie trwałym przez Silverę i Walravena w 1980 r. [9], a do połowy lat 80. uzyskano układ odległy od kondensacji o czynnik 50 [11]. Doświadczenia były wykonywane w chłodziarce rozcieńczalnikowej, w komórce, której ściany były pokryte nadciekłym helem w celu zapobieżenia depolaryzacji wodoru. Sprężenie wodoru uzyskiwano w układzie tłok–cylinder [13] lub wewnątrz pęcherzyka wodoru w ciekłym helu [14]. Te próby zakończyły się porażką, ponieważ w momencie, gdy komórka stawała się bardzo zimna, wodór przylepiał się do powierzchni helu i rekombinował. Gdy próbowano uniknąć tego problemu przez ogrzewanie komórki, wzrastała z kolei gęstość wymagana do kondensacji, co stwarzało nowy problem. Wymagane gęstości nie mogły być osiągnięte, ponieważ prawdopodobieństwo trójciałowej rekombinacji atomów w cząsteczki wodoru gwałtownie rośnie z gęstością, a wynikająca stąd utrata atomów prowadzi do jej spadku [15].

Znalazłszy się w ten sposób w ślepym zaułku, Harold Hess z pracującej nad wodorem grupy w MIT doszedł do wniosku, że magnetyczne pułapkowanie atomów [15] stanowiłoby krok naprzód w stosunku do pułapkowania w komórce [16,17]. Atomy w pułapce magnetycznej nie mają kontaktu z powierzchnią, co pozwala na rozwiązanie problemu rekombinacji powierzchniowej. Co więcej, termicznie odizolowane atomy w pułapce magnetycznej można byłoby chłodzić przez parowanie do temperatur znacznie niższych niż wówczas osiągane. W swojej świetnej pracy z 1986 r. Hess wyłożył większość ważnych zasad chłodzenia atomów w pułapce przez parowanie w celu osiągnięcia BEC [15]. Pozwólmy najbardziej energetycznym atomom uciec z pułapki, a średnia energia kinetyczna (a więc i temperatura) pozostałych atomów spadnie. W przypadku rozrzedzonego gazu w potencjale niejednorodnym spadek temperatury spowoduje zmniejszenie zajmowanej objętości. Można zatem zwiększyć gęstość atomów pozostających w pułapce przez usuwanie z niej atomów. Tak bardzo ważna dla kondensacji gęstość w przestrzeni fazowej gwałtownie rośnie, ponieważ zwiększa się gęstość, a jednocześnie spada temperatura. Chłodzenie przez parowanie rozważała również pracująca nad wodorem grupa na Uniwersytecie Cornella [18]. Do roku 1988 grupa z MIT wykazała doświadczalnie zalety chłodzenia przez parowanie dla spolaryzowanego wodoru w pułapce magnetycznej. Do roku 1991 w MIT uzyskano w temperaturze 100 μK gęstość 5 razy mniejszą od wymaganej do kondensacji [19]. Dalszy postęp był ograniczony przez relaksację dipolową, a także, w sposób bardziej fundamentalny, przez spadek stosunku sygnału do szumu oraz trudności z pomiarami charakterystyk najzimniejszych i najmniejszych chmur gazowych [20]. Prace nad chłodzeniem przez parowanie prowadziła również grupa z Amsterdamu [21].

Mniej więcej w tym samym czasie, lecz zupełnie niezależnie od prac nad wodorem rozwijał się zupełnie inny nurt fizyki i techniki zimnych atomów. Chłodzenie i pułapkowanie laserowe zostało dokładnie omówione w innych pracach [22–25]; w tym miejscu pragniemy tylko wspomnieć niektóre z osiągnięć mające związek z naszymi bada-

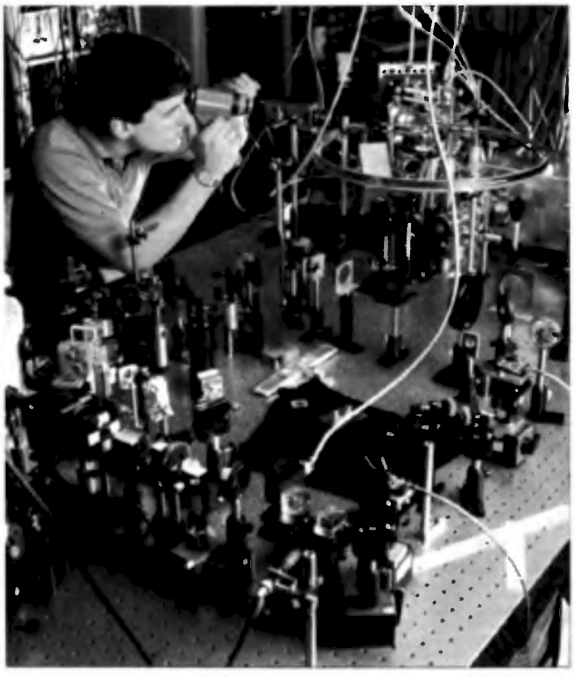
niami. Pomysł użycia światła laserowego do chłodzenia atomów pojawił się we wczesnych pracach Winelanda i Dehmelta [26], Hänscha i Schawlowa [27] oraz grupy Letochowa [28]. Pierwsze doświadczenia nad siłami optycznymi były wykonane przez Ashkina [29]. Jony w pułapce zostały oziębione na Uniwersytecie stanu Washington [30] oraz w Państwowym Biurze Wzorców (NBS, obecnie NIST) w Boulder [31]. We wczesnych latach 80. uzyskano odchylenie i spowolnienie wiązek atomowych [32–34]. Melasa optyczna, w której atomy są ochłodzone do bardzo niskiej temperatury za pomocą sześciu przecinających się wiązek laserowych, była po raz pierwszy badana w Laboratoriach Bella [35]. Temperatury zmierzone w początkowych doświadczeniach z melasami były zgodne z tzw. granicą dopplerowską, która dla większości pierwiastków alkalicznych wynosi kilkaset mikrokelwinów. Po raz pierwszy zatrzymano (schwytano) atomy za pomocą światła, wykorzystując siłę dipolową wywieraną przez silnie skupioną wiązkę laserową [36]. W latach 1987 i 1988 miały miejsce dwa wydarzenia o zasadniczym znaczeniu dla wytworzenia BEC. Po pierwsze, zbudowano działającą pułapkę wykorzystującą siłę spontaniczną – pułapkę magnetooptyczną (Magneto-Optical Trap – MOT) [37]; po drugie, zaobserwowano, że w pewnych warunkach temperatura melasy optycznej jest w rzeczywistości znacznie niższa niż granica dopplerowska [38–40]. Pułapka magnetooptyczna miała główne cechy bardzo użytecznej pułapki optycznej: wymagała niewielkiej mocy lasera, była znacznie głębsza niż pułapki dipolowe oraz była w stanie pochwycić i utrzymać znaczną liczbę atomów. Były to ekscytujące czasy w dziedzinie chłodzenia laserowego. Doświadczenia dawały w niepojęty sposób temperatury znacznie niższe niż przewidywała teoria, było więc jasne, że czuwa nad nami wszystkimi bardzo łaskawy Bóg.

3.2. Prace nad metodami chłodzenia i rozwojem pułapek

W połowie lat 80. jeden z nas (Carl) rozpoczął badania nad użytecznością metod chłodzenia i pułapkowania laserowego do różnych celów w fizyce atomowej. Na początku polegało to na rozwijaniu ich tańszych i prostszych wersji przez zastępowanie kosztownych laserów barwnikowych znacznie tańszymi laserami półprzewodnikowymi oraz poszukiwaniu sposobów pułapkowania atomów z wykorzystaniem tych tanich, ale i słabych laserów [41,42]. Po zbudowaniu pułapki magnetooptycznej i wytworzeniu melasy subdopplerowskiej grupa Carla z zapałem zaczęła badać, jakie procesy fizyczne decydują o granicznych wartościach temperatury i gęstości atomów w pułapce, z nadzieją na dalszą zmianę tych wartości granicznych. Stwierdzono, że w miarę wzrostu gęstości główną przyczyną strat w pułapce magnetooptycznej stają się zderzenia w obecności światła [43]. Jednak nawet zanim procesy te dojdą do głosu, dalszy wzrost gęstości jest niemożliwy z uwagi na ciśnienie światła pochodzące od fotonów reemitowanych [44,45]. W mniej więcej tym samym czasie okazało się, że subdopplerowskie temperatury melas, odkryte przez Phillipsa, Chu i Cohena-Tannoudjiego, można wyjaśnić za pomocą przesunięcia poziomów przez światło i pompowania optycznego, dających łącznie tzw. chłodzenie syzyfowe [46]. Z uwagi na fluktuacje pędu pochodzące od rozpraszanych fotonów pozwala ono uzyskać temperaturę ok. 10 razy wyższą od granicy odrzutu. Dla większych próbek temperatura minimalna jest jeszcze wyższa ze względu na wielokrotne rozpraszanie fotonów. Równocześnie z badaniem granicznych gęstości atomów w pułapce magnetooptycznej grupa Carla nadal starała się ulepszać rozwiązania technologiczne. Rezultatem tego było zbudowanie pułapki magnetooptycznej działającej w prostej komórce szklanej [47], a tym samym eliminacja używanej poprzednio dużej komory próżniowej, w której wytwarzało się spowolnioną wstępnie wiązkę atomową.

Chcąc wykorzystać duży wzrost gęstości w przestrzeni fazowej zapewniany przez pułapkę magnetooptyczną i jednocześnie uniknąć ograniczeń związanych z niepożądanymi efektami fotonowymi, Carl i jego student Chris Monroe postanowili spróbować wprowadzić zimne atomy z pułapki magnetooptycznej do pułapki magnetycznej (rys. 2) [47]. Ten pomysł sprawdził się nadzwyczaj dobrze. Ponieważ dalsze chłodzenie można było prowadzić w czasie, gdy atomy były przenoszone z pułapki optycznej do magnetycznej, możliwe stało się uzyskanie bardzo zimnych próbek, najzimniejszych na owe czasy. Co ważniejsze, próbki te nie były melasami optycznymi, które szybko zanikały, lecz chmurami atomów w pułapce magne-

tycznej, które można było utrzymać i badać przez długi czas. Były one ok. 100 razy zimniejsze od jakichkolwiek otrzymanych wcześniej, a więc odznaczały się odpowiednio większą gęstością w przestrzeni fazowej. To było bardzo satysfakcjonujące osiągnięcie, lecz – prócz samego sukcesu – w równej mierze względna prostota wymaganej aparatury skłoniła nas (w tym Erica, który po doktoracie dołączył do zespołu w 1990 r.) do zbadania, jak dalece użyteczny może być ten mariaż chłodzenia i pułapkowania laserowego z pułapkowaniem magnetycznym.

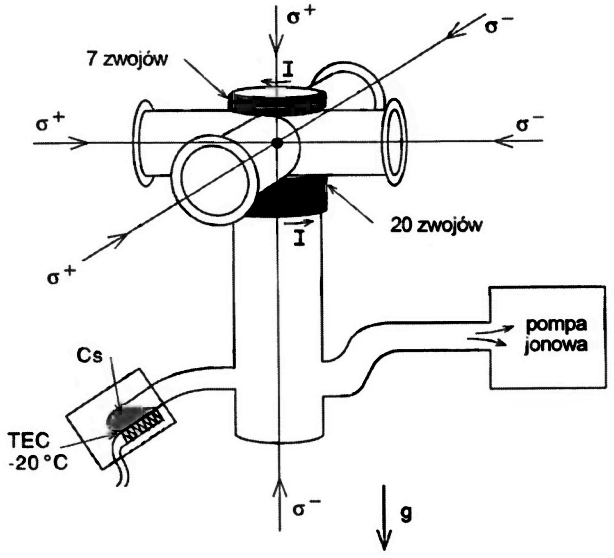


Rys. 2. Chris Monroe sprawdza jedną z pierwszych konstrukcji aparatury złożonej z pułapki magnetooptycznej i pułapki magnetycznej.

3.3. *Pułapka magnetooptyczna*

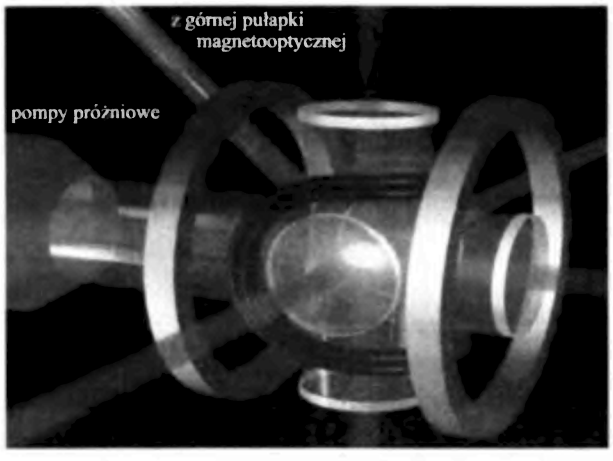
Stosowane wcześniej pułapki laserowe korzystały z potężnych i kosztownych układów laserowych oraz dużych komór próżniowych do wstępnego chłodzenia wiązki atomowej. Z kolei atomowe pułapki magnetyczne były zwykle [17,19] niezmiernie złożone i zajmowały dużo miejsca (zawierały często uzwojenia nadprzewodnikowe) z uwagi na potrzebę zapewnienia dostatecznej ich głębokości i siły wiązania. Zarówno pułapki laserowe, jak i pułapki magnetyczne stanowiły heroiczne wyzwanie doświadczalne, które mogło podjąć tylko kilka najlepiej wyposażonych laboratoriów fizyki atomowej na świecie. Perspektywa uruchomienia obu pułapek jednocześnie – i to w tej samej pracowni – była dosyć zniechęcająca. Jednak w naszym pierwszym doświadczeniu z pułapką magnetyczną w JILA źródłami laserowymi były proste lasery diodowe, układ próżniowy sprowadzał się do małej szklanej komórki próżniowej, a pułapkę magnetyczną tworzyło po prostu kilka zwojów drutu nawiniętych na tę komórkę. Wytwarzane przez nie pole magnetyczne było wystarczająco duże, gdyż temperatura laserowo ochłodzonych i schwytanych w pułapce atomów była bardzo niska. Fakt, że byliśmy w stanie wytwarzać w pułapce tak zimne próbki, zachęcał nas do śmiałego fantazjowania na temat tego, co z takimi próbkami atomowymi można byłoby zrobić. Zainspirowani pracami nad spinowo spolaryzowanym wodorem szybko zaczęliśmy marzyć o chłodzeniu przez parowanie, prowadzącym do kondensacji B–E. Wymagałoby to zwiększenia gęstości w przestrzeni fazowej o 5 rzędów wielkości, lecz ponieważ właśnie uzyskaliśmy w pułapce magnetooptycznej z komórką – praktycznie „za darmo" – wzrost gęstości o 15 rzędów wielkości, taka wizja nas nie przerażała.

Zbudowana przez nas w JILA pułapka magnetooptyczna z komórką szklaną oraz pompą jonową (rys. 3) dała początek wielu pomysłom, które obecnie są w powszechnym użyciu w dziedzi-



Rys. 3. Komórka szklana oraz cewki magnetyczne używane w pierwszych doświadczeniach w JILA w celu połączenia chłodzenia laserowego i pułapkowania magnetycznego [47]. Rurki szklane mają średnicę 2,5 cm. Dla przejrzystości rysunku przewody do pułapki typu Ioffego zostały pominięte. TEC – termoelektryczny układ chłodzenia.

nie pułapkowania hybrydowego [47,48]: 1) chłodzenie wstępne w komórce próżniowej (a nie w wiązce atomowej); 2) aparatura szklana, a nie metalowa; 3) szerokie wykorzystanie laserów diodowych; 4) umieszczenie cewek magnetycznych na zewnątrz komórki; 5) całkowita objętość komórki jest rzędu centymetrów sześciennych, a nie litrów; 6) pomiar temperatury za pomocą fotografowania rozszerzającej się chmury; 7) kalibracja krzywizny pola magnetycznego w tym samym układzie doświadczalnym na podstawie pomiaru częstości dipolowych i kwadrupolowych (wahadłowych i pulsacyjnych) drgań chmury; 8) użycie pułapki magnetooptycznej i pułapki magnetycznej, nałożonych na siebie przestrzennie (często mających nawet wspólne cewki magnetyczne), lecz uruchamianych w sekwencji czasowej; 9) okazjonalne użycie dodatkowej melasy i cyklu pompowania optycznego między fazami działania pułapki magnetooptycznej i pułapki magnetycznej. Warto zwrócić uwagę, jak współczesny układ do wytwarzania BEC (pułapka Ioffego–Pritcharda, rys. 4) przypomina swego poprzednika (rys. 3).



Rys. 4. Współczesna aparatura złożona z pułapki magnetooptycznej i pułapki magnetycznej [105].

Gdy zaczynaliśmy rozważać zastosowanie metody chłodzenia przez parowanie (wykorzystywanej w pracach nad wodorem) do naszych bardzo zimnych atomów alkalicznych, dokładnie przeanalizowaliśmy nauki płynące z prac nad wodorem. Widziana z perspektywy roku 1990 poprzednia dekada badań spolaryzowanego wodoru dostarczyła wielu istotnych wniosków. Stało się jasne, że wyjątkowy brak stanu związanego w spinowo spolaryzowanym wodorze w rzeczywistości nie był czynnikiem decydującym o powodzeniu przedsięwzięcia (choć oczywiście był stymulatorem powstania całej tej dziedziny badań). Czy występuje stan związany, czy też go nie ma, bardzo zimna próbka spinowo spolaryzowanego wodoru ma – jak każdy inny gaz – stan o jeszcze niższej energii, który może zająć, a jej szansa przetrwania zależy od możliwości zachowania metatrwałości. Dla wodoru tym stanem o niższej energii jest stały stan skupienia, chociaż z doświadczalnego punktu widzenia procesem utrudniającym jego osiągnięcie jest tworzenie się cząsteczek dwuatomowych (o odpowiednio skierowanych spinach). Ponieważ wszystkie gazy atomowe są tylko metatrwałe w punkcie krytycznym przemiany w BEC, naprawdę ważny problem doświadczalny jest następujący: na ile można zachować wymaganą metatrwałość, chłodząc jednocześnie gaz aż do uzyskania BEC?

Uświadomienie sobie, że metatrwałość jest kluczową kwestią doświadczalną, na której trzeba się skupić, było dla osiągnięcia BEC prawdopodobnie równie istotne, jak każda z metod doświadczalnych, jakie później w tym celu rozwinęliśmy. Badania nad wodorem dostarczyły istotnych wskazówek, jak ocenić i podjąć to wyzwanie. Dały nam one właściwą metodę chłodzenia (chłodzenie atomów w pułapce magnetycznej przez parowanie) oraz wskazały wiele procesów, w wyniku których atom w pułapce magnetycznej może być usunięty ze stanu metatrwałego. Badania nad wodorem wykazały, że cała sprawa sprowadza się do proporcji „dobrych" i „złych" zderzeń. „Dobre" zderzenia to zderzenia sprężyste, dzięki którym zachodzi termalizacja atomów podczas parowania. Im więcej takich zderzeń, tym szybciej i wydajniej można atomy chłodzić. „Złe" zderzenia to zderzenia niesprężyste, które niszczą metatrwałość. Prace nad wodorem pokazały, że głównymi rodzajami zderzeń niesprężystych były zderzenia trójciałowe i zderzenia z odwróceniem spinu. Fakt, że grupy zajmujące się wodorem były bliskie osiągnięcia BEC, podtrzymywał nas na duchu – oznaczało to, że nasz cel nie był beznadziejnie odległy i że należało tylko trochę zmienić proporcję zderzeń „dobrych" i „złych", aby osiągnąć sukces.

3.4. Atomy alkaliczne

Im dłużej o tym myśleliśmy, tym bardziej nam się wydawało, że nasze ciężkie atomy alka-

liczne prawdopodobnie mają korzystniejsze własności zderzeniowe niż atomy wodoru, a tym samym możemy mieć większe szanse na sukces. Chociaż nic wówczas nie było wiadomo o przekrojach czynnych na interesujące nas zderzenia, zdołaliśmy wymyślić, jak te przekroje czynne powinny się różnić od danych dla wodoru. Tę kwestię omawiamy szczegółowo poniżej w rozdziale wyjaśniającym, dlaczego kondensację można osiągnąć w wielu pierwiastkach właśnie ze względu na zderzenia. W tym miejscu przedstawimy tylko krótkie podsumowanie naszych poglądów ok. roku 1990. Zderzenia dipolowe z odwróceniem spinu, które utrudniały kondensację wodoru, związane są z oddziaływaniem spin–spin, a zatem można było oczekiwać, że są one równie wydajne w przypadku pierwiastków alkalicznych, gdyż dipolowe momenty magnetyczne tych atomów i wodoru są bardzo do siebie zbliżone. Z drugiej strony „dobre" zderzenia, potrzebne do chłodzenia przez parowanie, dla ciężkich atomów alkalicznych, mających potężne chmury elektronowe, powinny być znacznie silniejsze niż dla wodoru. Inna przeszkoda w pracach nad wodorem, rekombinacja trójciałowa, stanowiła zupełną zagadkę, lecz ponieważ rośnie ona jak sześcian gęstości, podczas gdy „dobre", sprężyste zderzenia – jak kwadrat gęstości, to wydawało nam się, że zawsze będziemy w stanie znaleźć warunki o dostatecznie małej gęstości i temperaturze, tak by jej uniknąć (patrz [48]).

Nadmieńmy tu ze względów historycznych, że podczas tych rozważań beztrosko ignorowaliśmy fakt, że temperatury potrzebne do osiągnięcia kondensacji w ciężkich gazach alkalicznych są znacznie niższe – dla takiej samej gęstości – niż w wodorze. Temperatura krytyczna dla przemiany w BEC jest dla gazu doskonałego odwrotnie proporcjonalna do masy. Było jasne, że musimy zejść sporo poniżej mikrokelwina, a dla uniknięcia rekombinacji trójciałowej – być może do jeszcze niższej temperatury. Dla kogoś wykształconego w zakresie tradycyjnej kriogeniki mogłoby (i pewnie powinno) wydawać się to czystym szaleństwem. Prace nad wodorem wyznaczały front technologii kriogenicznej przez kilka poprzednich lat, a my postanowiliśmy beztrosko wykonać skok daleko poza te granice. Na szczęście dysponowaliśmy przygotowaniem z fizyki atomowej, molekularnej i optyki (FAMO), a czasy były takie, że temperatury osiągane za pomocą chłodzenia laserowego biły wszelkie rekordy. Atmosfera była pełna optymizmu. W rzeczywistości później odkryliśmy, że sam optymizm nie mógł nas już zaprowadzić o wiele dalej – trudności doświadczalne były znaczne, a dalsze postępy w chłodzeniu okupione zostały wielkim wysiłkiem i zajęły nam 5 lat. Niemniej jednak niezwykłe było, że chmura atomów w pułapce magnetycznej, ochładzana przez parowanie, lecz otoczona ze wszystkich stron przez szklaną komórkę o temperaturze 300 K, może być oziębiona do temperatury zaledwie kilku nanokelwinów, a co więcej wyglądało na to, że możliwe będzie osiągnięcie temperatury jeszcze niższej.

Rozważania na temat zderzeń dały nam pewną nadzieję, że chłodzenie przez parowanie w hybrydowej pułapce z atomami alkalicznymi doprowadzi nas do BEC lub – jeśli nawet tak się nie stanie – pozwoli odkryć nowe, ciekawe zjawiska fizyczne, które to uniemożliwiają. Istniały jednak bardzo mocne argumenty przeciw dążeniu do osiągnięcia tego celu. Po pierwsze, nasze argumenty „za" z lat 90. opierały się na bardzo mętnej intuicji; brakowało danych i teorii, które by je poparły, a pojawiały się też silne głosy sprzeciwu. Po drugie, wydawało się, że doświadczenia z wodorem są o włos od osiągnięcia kondensacji – sami myśleliśmy, że jeśli uda się uzyskać kondensację, to oni będą pierwsi. Ostatecznie szalę przechyliła – i przekonała nas do kontynuowania badań – wiara w zalety naszych metod doświadczalnych. Mając użyteczne lasery w zakresie bliskiej podczerwieni oraz łatwy dostęp optyczny do komórki szklanej o temperaturze pokojowej, mogliśmy liczyć na czułość detekcji sięgającą pojedynczych atomów. Mogliśmy robić zdjęcia zaledwie kilku tysięcy atomów w pułapce i od razu znać rozkład ich energii oraz gęstości. Jeśli chcieliśmy zmodyfikować naszą pułapkę magnetyczną, wymagało to tylko kilku godzin nawijania i instalowania nowych cewek. Doświadczenia z wodorem były drastycznie odmienne, jak wszystkie najnowocześniejsze eksperymenty kriogeniczne, wymagały aparatury zajmującej prawie dwa piętra, a czas potrzebny do jej modyfikacji był mierzony (wieloma) miesiącami. Ponadto detekcja wodoru atomowego była znacznie trudniejsza, co poważnie ograniczało możliwości diagnostyki układu. To wszystko przekonało nas, że choć cel może być osiągnięty najpierw

w przypadku wodoru, to w naszej pułapce hybrydowej z łatwą do obserwacji i manipulacji próbką alkaliczną można będzie wykonywać ważne doświadczenia, a zatem warto iść nadal naszym szlakiem.

Od samego początku 1990 r. nasza praca nad BEC sprowadzała się w znacznym stopniu do badania zimnych zderzeń atomowych. Było w tym nieco ironii losu, gdyż poprzednio obaj bardzo unikaliśmy pracy w dziedzinie zderzeń atomowych. Obecnie zderzenia atomów w bardzo niskich temperaturach stanowią jedną z głównych gałęzi FAMO, ale pod koniec lat 80. praktycznie nie było na ten temat danych doświadczalnych, a to, co istniało, pochodziło z prac nad spinowo spolaryzowanym wodorem [49]. Istniały prace teoretyczne na temat wodoru autorstwa Szlapnikowa i Kagana [50,51], jak również Silvery i Verhaara [52]. Wczesna praca Pritcharda [53] zawiera oszacowanie zderzeniowych własności atomów alkalicznych w niskich temperaturach. Jego szacunki oparte były na ekstrapolacji wyników dla temperatury pokojowej, ale – z obecnej perspektywy – niektóre z nich były zadziwiająco dokładne. Gdy zaczęliśmy badania nad chłodzeniem przez parowanie, wiele naszych starań poświęciliśmy ustaleniu potrzebnych nam przekrojów czynnych na „dobre" i „złe" zderzenia. Nasze wysiłki wspierane były od strony teoretycznej przez Boudewijna Verhaara, który jako jeden z pierwszych potraktował nasze wysiłki serio i starał się obliczyć potrzebne nam częstości zderzeń. Pewne użyteczne oszacowania teoretyczne uzyskaliśmy też od Chrisa Greena.

Począwszy od 1990 r. wykonaliśmy serię doświadczeń, w których badaliśmy różne pułapki magnetyczne i mierzyliśmy potrzebne nam przekroje czynne. W miarę postępu tych prac uzyskiwaliśmy coraz lepsze zrozumienie warunków niezbędnych do chłodzenia przez parowanie i znacznie klarowniejsze zrozumienie kwestii zderzeń [54,55]. Zgodnie z tym zmieniały się nasze zainteresowania doświadczalne. W pierwszych doświadczeniach [47,48,54,56] pojawiło się wiele zagadnień, które są ważne dla doświadczeń nad BEC po dzień dzisiejszy: znaczenie zgrania ze sobą środków pułapki magnetooptycznej i pułapki magnetycznej, zmniejszenie osiąganej gęstości w wyniku niedopasowania modów, potrzeba starannego uwzględnienia (poprzednio ignorowanej) siły grawitacji, ogrzewanie (a nie tylko straty) powodowane przez zderzenia z gazem resztkowym, pożytki z umiejętności szybkiego wyłączania pól magnetycznych, potrzeba synchronizacji zmian parametrów lasera oraz pól magnetycznych z układem rejestracji obrazu, docenienie wielu kwestii, które mogą utrudniać dokładne wyznaczenie gęstości i temperatury metodami optycznymi (wykorzystującymi fluorescencję lub absorpcję) oraz precyzyjna stabilizacja pól magnetycznych. Opanowanie tych zagadnień na początkowym etapie badań pozwoliło nam na względnie szybkie przejście do pomiarów ilościowych dla kondensatu, gdy już go uzyskaliśmy.

W 1992 r. doszliśmy do wniosku, że relaksacja dipolowa w gazach atomów alkalicznych w zasadzie nie powinna być czynnikiem decydującym o końcowym sukcesie. Jak wyjaśnimy w końcowej części tego artykułu, zależność częstości zderzeń od temperatury i pola magnetycznego jest taka, że (pomijając sytuacje patologiczne) problem proporcji zderzeń „dobrych" i „złych" w chłodzeniu atomów alkalicznych przez parowanie sprowadza się do stosunku częstości zderzeń sprężystych do tempa strat z racji niedoskonałej próżni; relaksację dipolową i rekombinację trójciałową można przechytrzyć, zwłaszcza że – jak wykazały nasze wstępne dane – nie są one bardzo silne. W trakcie pracy nad chłodzeniem przez parowanie krzepiąca była świadomość, że choć poruszaliśmy się na ogół po omacku, to w ciemnościach nie było aż tak wiele potworów, jak to sobie na początku wyobrażaliśmy.

Bardzo szybko stało się jasne, że sprawą pierwszorzędnej wagi będzie zapewnienie dostatecznie dużej częstości zderzeń sprężystych w pułapce magnetycznej, jak również odpowiednio niskiego ciśnienia gazu resztkowego w celu zmniejszenia liczby zderzeń z atomami tego gazu, w wyniku których atomy są usuwane z pułapki. Aby to osiągnąć, potrzebowaliśmy gęstości większych niż te, które można było uzyskać w pułapce magnetooptycznej. Nasze pierwsze próby zwiększenia gęstości, przeprowadzone 2 lata wcześniej, oparte były na schemacie wielokrotnego napełniania pułapki [56]. Zespoły atomów były doprowadzane do stanu ruchomej melasy, pompowane optycznie do podpoziomu zeemanowskiego, w którym nie są pułapkowane, następnie skupiane w pułapce magnetycznej i ostatecznie przepompowy-

wane optycznie do podpoziomu, w którym są pułapkowane. W trakcie przepompowywania następowała dysypacja, tak że wiele takich zespołów atomów mogło być wprowadzanych do stale działającej pułapki magnetycznej. W praktyce każdemu krokowi tej procedury towarzyszyły straty i wynik końcowy nie był zadowalający. Później jednak wskrzesiliśmy pomysł wielokrotnego wprowadzania atomów z jednej pułapki magnetooptycznej do drugiej (co omówimy poniżej) z bardzo dobrym skutkiem [57,58]. Obecnie metoda ta jest w powszechnym użyciu.

Zdaliśmy też sobie sprawę, że częstość zderzeń można zwiększyć nie tylko przez wzrost początkowej gęstości atomów, lecz także – i to bardzo znacznie – przez zagęszczenie chmury po wprowadzeniu atomów do pułapki, co można uzyskać, zwiększając krzywiznę pola magnetycznego. W pułapce harmonicznej częstość zderzeń po kompresji adiabatycznej zależy od kwadratu końcowej częstości pułapki. Metoda ta jest omówiona w artykule [48], a została po raz pierwszy zastosowana w pierwszych pracach nad zderzeniami atomów w stanie podstawowym [54].

3.5. Pułapka kwadrupolowa

Jesienią 1992 r. staż podoktorski Erica dobiegł końca. Po zbadaniu sytuacji na rynku pracy Eric zdecydował się przyjąć posadę naukową w laboratorium JILA/NIST. Przyznany mu na rozruch fundusz postanowił przeznaczyć na budowę nowego układu doświadczalnego, który został zaprojektowany z wykorzystaniem wszystkich naszych pomysłów, tak by chłodzenie przez parowanie zaczęło działać zgodnie z oczekiwaniami. Tymczasem badaliśmy nadal możliwości zwiększenia przekrojów czynnych na zderzenia w cezie, wykorzystując rezonanse Feshbacha. Z naszych ówczesnych symulacji Monte Carlo wynikało, że do gwałtownego parowania potrzebnych jest 150 zderzeń sprężystych na okres pułapki. W takich warunkach częstość zderzeń sprężystych nie przestawałaby wzrastać ze spadkiem temperatury, a zatem chłodzenie przez parowanie działałoby coraz lepiej w miarę obniżania temperatury. Poza tym stosunkowo dokładnie wyznaczyliśmy przekroje czynne na zderzenia sprężyste.

Nasz plan polegał na zbudowaniu prostej pułapki kwadrupolowej, która pozwoliłaby na znaczne ściśnięcie gazu w celu zwiększenia częstości zderzeń, co w połączeniu z dobrym układem próżniowym powinno zapewnić poprawne działanie chłodzenia przez parowanie. Jasne było, że można było wiele zyskać budując ciaśniejszą pułapkę, lecz wymóg dobrego dostępu optycznego do pułapki magnetooptycznej, jak również ograniczenia techniczne związane z dysypacją energii, bardzo utrudniały projekt całości.

Konstruując pułapkę dla atomów zdążających do obszaru słabego pola i mając zamiar uwięzić je w obszarze o rozmiarze znacznie mniejszym niż rozmiar magnesów, stosuje się zwykle gradienty liniowe. W takim przypadku należy jednak stawić czoło problemowi minimum natężenia pola magnetycznego (czyli zarazem potencjału pułapki), które znajduje się w lokalnym zerze pola magnetycznego. To zero stanowi dziurę w pułapce, miejsce, w którym atomy mogą doznać przejścia Majorany (czyli odwrócenia spinu) [59] i uciec z pułapki. Jeśli z kolei do pułapkowania używa się gradientów drugiego rzędu, to siła wiążąca pułapki znacząco spada. Zagadnienie to omówione jest w pracy [60]. Wiedzieliśmy, że gdy atomy staną się dostatecznie zimne, zaczną „wyciekać" przez dziurę w dnie pułapki, lecz chcieliśmy posuwać się do przodu, doprowadzić do parowania, a dziurą martwić się później. Byliśmy też świadomi tego, że nawet jeśli uda nam się uzyskać chłodzenie przez parowanie oraz rozwiązać problem dziury w pułapce kwadrupolowej, to i tak pozostanie kwestia znaku długości rozpraszania, która musi być dodatnia, aby zapewnić stabilność dużego kondensatu.

Budując nowy układ, Eric postanowił użyć rubidu. Ze względu na silną zależność długości rozpraszania od różnych czynników wydawało się, że długości rozpraszania dla dwóch różnych izotopów można uważać za statystycznie niezależne. Rubid, który ma dwa trwałe izotopy, dawał dwa takie „rzuty monetą" dla jednego układu laserowego. Eric zakupił więc zestaw laserów diodowych dla długości fali w rubidzie, lecz oczywiście zachowaliśmy nasze lasery diodowe dla cezu. Długości fali dla przejść w cezie i dwóch izotopach rubidu są na tyle bliskie siebie, że w większości przypadków można dla nich używać jednego układu optycznego. Zagwarantowaliśmy więc sobie możliwość przestawienia się z jednego pierwiastka na drugi w przeciągu kilku tygodni. Szansa, że w wyniku złośliwych intryg przyrody długości rozpraszania

dla obydwu poziomów nadsubtelnych i dla wszystkich trzech rodzajów atomów okażą się ujemne, wydawała się nam bardzo mała.

Postęp w badaniach zimnych zderzeń, zwłaszcza w teorii i doświadczeniach z dziedziny zderzeń wspomaganych światłem, był tak szybki, że kilka lat później, gdy ochłodziliśmy rubid przez parowanie prawie do temperatury kondensacji, znano już wartości wielu długości rozpraszania sprężystego z dokładnością do 20%. W szczególności wiedzieliśmy, że jest ona dodatnia dla stanu (2,2) rubidu-87 [61–66].

Początkowo nasz pomysł doświadczenia z pułapką kwadrupolową polegał na skierowaniu impulsu atomów rubidu do komórki, gdzie duża próbka rubidu zostałaby schwytana w pułapce magnetooptycznej, podczas gdy resztkowy rubid zostałby szybko wypompowany, co powinno dać długi czas życia pułapki. Przez wiele frustrujących miesięcy odkrywaliśmy (zwłaszcza stażysta Erica, Mike Anderson), jak trudno było zastosować ten pozornie prosty pomysł w praktyce. Sposób, w jaki rubid oddziaływał z powierzchniami ze szkła i stali nierdzewnej, sprawiał nam tyle trudności, że w końcu się poddaliśmy. Postanowiliśmy pracować w dalekich od optimum warunkach niezwykle niskiego ciśnienia rubidu, starając się schwytać w pułapkę magnetooptyczną jak największą liczbę atomów z tak rozrzedzonego gazu oraz dokładając starań, aby maksymalnie zwiększyć częstość zderzeń tych niewielu atomów. Zdawaliśmy sobie sprawę, że był to bolesny kompromis, ale staraliśmy się zrealizować chłodzenie przez parowanie od dłuższego czasu i traciliśmy już cierpliwość! Nie mieliśmy zdrowia do budowy kolejnej aparatury tylko po to, by uzyskać parowanie. Na szczęście zdołaliśmy odkryć dwa kluczowe czynniki umożliwiające zwiększenie stopnia napełnienia pułapki magnetooptycznej i gęstości atomów. Pierwszym było wykorzystanie pułapki typu „dark-spot", w której środkowe części wiązek tworzących pułapkę magnetooptyczną są zasłonięte, tak że atomy nie są wzbudzane. Rozwiązanie to zostało wprowadzone przez Ketterlego [67] jako sposób znacznego zwiększenia gęstości atomów w pułapce magnetooptycznej w warunkach bardzo intensywnego jej napełniania. Liczba atomów, które mogliśmy wprowadzić do naszej pułapki magnetooptycznej z komórką zawierającą bardzo mało rubidu, zależała od stosunku tempa napełniania pułapki do tempa strat. W tym przypadku głównym źródłem strat były zderzenia w obecności światła, o których od dawna wiedzieliśmy, że są istotną przyczyną strat w pułapkach magnetooptycznych. W układzie „dark-spot" te straty, pochodzące od zderzeń dwuciałowych, były mniejsze, częściowo dlatego, że w naszych warunkach dawało to mniejsze gęstości atomów w pułapce magnetooptycznej [68].

Wykorzystując tę metodę zdołaliśmy schwytać 10^8 atomów w pułapce magnetooptycznej, gromadząc je z pary o bardzo niskim ciśnieniu (dzięki czemu czas życia pułapki magnetycznej przekraczał 100 s). Drugim kluczowym wynalazkiem była pułapka magnetooptyczna z kompresją (ang. compressed MOT, CMOT), umożliwiająca znaczne, choć chwilowe zwiększenie gęstości atomów w pułapce. Pułapka CMOT działa tak, że po wprowadzeniu do niej atomów gwałtownie zmienia się gradient pola i odstrojenie lasera, dzięki czemu uzyskuje się znaczne osłabienie wielokrotnego rozpraszania fotonów. W ten sposób osiągaliśmy znacznie większe gęstości, a kształt chmury dużo lepiej pasował do pożądanego kształtu chmury w pułapce magnetycznej. Efekt był chwilowy, ponieważ straty w pułapce magnetooptycznej były w takich warunkach znacznie większe. Nie było to jednak istotne – wystarczyło tylko utrzymać atomy przez kilka milisekund potrzebnych do przeniesienia ich do pułapki magnetycznej (rys. 5) [69]. Dzięki tym udoskonaleniom oraz użyciu pułapki kwadrupolowej, a więc bardzo ciasnej, udało nam się wreszcie uzyskać chłodzenie przez parowanie dla rubidu.

3.6. Chłodzenie przez parowanie

Chłodzenie przez parowanie jest procesem bardzo powszechnym w przyrodzie. Bez względu na to, czy ochładzany materiał to jądro atomowe, czy Ocean Atlantycki, tempo chłodzenia oraz minimalna osiągalna temperatura są wyznaczone przez pracę wyjścia substancji parującej. Dla atomów w pułapce magnetycznej nie daje to żadnych nieprzekraczalnych granic, ponieważ praca wyjścia jest w tym przypadku po prostu wysokością najniższego punktu na brzegu potencjału wiążącego. Hess wykazał [15], że zaburzając wiążące pola magnetyczne można uzyskać dowolnie małą pracę wyjścia z pułapki; dopóki udaje się zachować korzystne właściwości zderzeń, dopóty nie

ma dolnej granicy temperatury osiągalnej w takim chłodzeniu przez wymuszone parowanie.

Rys. 5. Wolfgang Petrich pracujący przy pułapce CMOT.

Pritchard [70] zwrócił uwagę na to, że parowanie jest łatwiejsze, jeśli brzeg pułapki jest zdefiniowany przez warunek rezonansu w zakresie częstości radiowych, a nie przez samą topografię pola magnetycznego. To jego grupa przeprowadziła pierwsze doświadczenie, w którym do selektywnego przenoszenia atomów sodu w pułapce magnetycznej między poziomami zeemanowskimi wykorzystano zależne od położenia przejścia o częstości z zakresu radiowego, tym samym wyznaczając ich temperaturę [71]. W naszym eksperymencie również użyliśmy do selektywnego parowania metody Pritcharda z polem o częstości radiowej.

Odczuliśmy wielką ulgę, gdy wreszcie stwierdziliśmy, że chłodzenie przez parowanie dla atomów w pułapce magnetycznej (oziębionych uprzednio za pomocą chłodzenia laserowego) działa – czekaliśmy na to przez tak wiele lat. Działało ono tak dobrze, jak oczekiwaliśmy, lecz niestety ani trochę lepiej. Atomy były chłodzone do temperatury ok. 40 μK, a potem uciekały przez dziurę w dnie pułapki kwadrupolowej, w temperaturze zgodnej z naszymi oszacowaniami. Eric wpadł na pomysł, jak rozwiązać ten problem. Zaprojektował nową pułapkę, której budowa wymagała jedynie niewielkiej modyfikacji naszej aparatury, a więc mogła być szybko uruchomiona. Była to pułapka o nazwie TOP (Time Orbiting Potential, pułapka ze zmiennym potencjałem), w której do pola pułapki kwadrupolowej dodaje się małe wirujące pole magnetyczne [60]. Dzięki temu zero pola przemieszcza się po okręgu tak szybko, że atomy nie mogą za nim nadążyć. Było to doskonałe rozwiązanie naszych trudności.

Mike Anderson, Wolfgang Petrich (stażysta) i Jason Ensher (doktorant) szybko wprowadzili tę ideę w życie. Nowego bodźca dodała im świadomość istnienia kilku innych grup, które – dążąc do kondensacji – uzyskały już chłodzenie przez parowanie w pierwiastkach alkalicznych lub były tego bardzo bliskie. Pułapka TOP działała dobrze i otrzymywaliśmy próbki coraz zimniejsze, a w rzeczywistości nawet zbyt zimne, by móc wiarygodnie wyznaczyć ich temperaturę. Nasz pomiar temperatury polegał po prostu na obserwacji kształtu chmury w pułapce magnetycznej. W miarę obniżania temperatury rozmiar próbki się zmniejszał, lecz w końcu uzyskaliśmy temperaturą tak niską, że osiągnęliśmy granicę zdolności rozdzielczej układu optycznego. Gdy chmura stawała się coraz mniejsza, widzieliśmy zdecydowaną zmianę jej kształtu, ale wiedzieliśmy, że całe mnóstwo zjawisk dyfrakcyjnych i aberracji mogło bardzo zniekształcać obraz, gdy rozmiar próbki wynosił tylko kilka długości fali. Byliśmy więc ostrożni z wyciąganiem wniosków z tych zmian kształtu i zdawaliśmy sobie sprawę, że do uzyskania wiarygodnych wyników potrzebne są nam lepsze metody diagnostyczne. W tej fazie pracy bardzo nam się przydało nasze wieloletnie doświadczenie w badaniu chmur różnych gazów w pułapkach. Znaliśmy już wtedy przydatność wyłączania pułapki magnetycznej w celu umożliwienia chmurze swobodnego rozszerzania się i obrazowania tej powiększonej chmury (w ten sposób mierzy się rozkład pędu atomów w pułapce). Ponieważ nasza pułapka była harmoniczna, można było uważać rozkład pędu i wyjściowy rozkład gęstości za praktycznie tożsame. Niestety, po wyłączeniu pola magnetycznego atomy nie tylko się rozbiegały, lecz również opadały pod wpływem siły ciężkości.

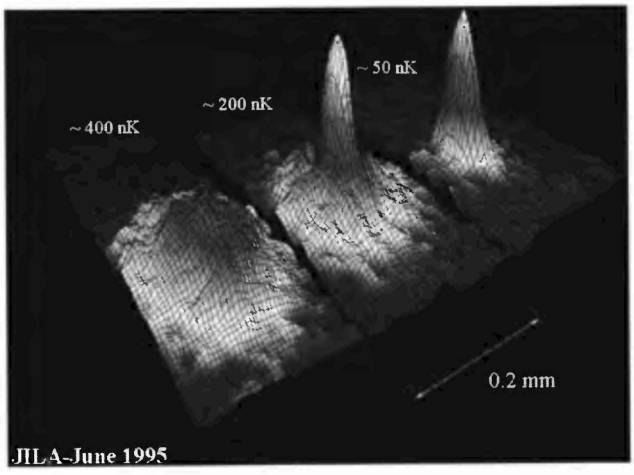
Stwierdziliśmy, że atomy opuszczały pole widzenia naszego mikroskopu, zanim chmura dostatecznie się rozszerzyła. Ostatnim uzupełnieniem aparatury była więc dodatkowa cewka magnetyczna, wytwarzająca gradient pola wystarczający do zniwelowania wpływu grawitacji przy jednoczesnym minimalnym zaburzeniu balistycznych torów atomów w trakcie rozszerzania się chmury.

3.7. Odkrycie kondensatu

Anderson, Ensher i nowy doktorant, Mike Matthews (rys. 6) pracowali przez cały weekend nad instalacją cewki „antygrawitacyjnej" i – po dalszych próbach, które zajęły im dzień czy dwa – oddali nową konfigurację pól do użytku. 5 czerwca 1995 r. nowy układ zaczął działać należycie, więc rozpoczęliśmy obserwację chmur gazów, teraz już znacznie powiększonych. Stwierdziliśmy z zachwytem, że po ochłodzeniu próbki do temperatury, w której oczekiwano kondensacji, niemal natychmiast pojawił się długo oczekiwany dwuskładnikowy rozkład gęstości (rys. 7). Nasze podniecenie mieszało się jednak z obawą, że po tylu latach oczekiwań na dwuskładnikowe chmury jako oznaki kondensacji mogliśmy to sobie wmawiać.

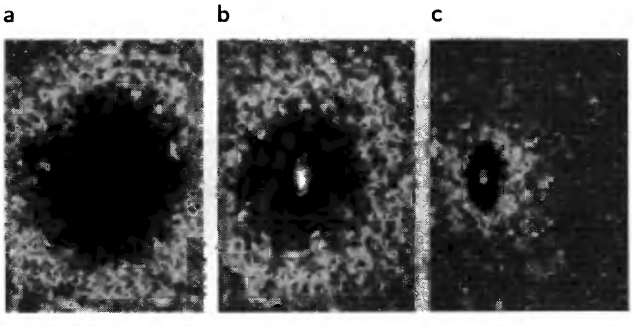
Rys. 6. Mike Anderson, Debbie Jin, Mike Matthews i Jason Ensher (na zdjęciu od lewej) delektują się wynikami pierwszych doświadczeń z BEC.

Niemal od początku badań nad kondensacją jasne było [72], że świadectwem początku kondensacji próbki powinno być pojawienie się maksimum w rozkładzie gęstości i pędu, odpowiadającego makroskopowemu obsadzeniu stanu podstawowego. Miało ono być dodatkową składową na tle znacznie szerszego normalnego, termicznego rozkładu dla atomów, które nie przeszły w stan kondensatu. To był sygnał, który mieliśmy nadzieję ujrzeć od pierwszych dni naszych marzeń o BEC. Wielkość tej wąskiej składowej, uzyskanej podczas naszych pierwszych obserwacji, również wydawała się zbyt duża, by była prawdziwa. Uważano wówczas, że przy znacznie większej gęstości w kondensacie rekombinacja trójciałowa powinna być zjawiskiem jeszcze bardziej dominującym niż w gazie o mniejszej gęstości przed osiągnięciem kondensacji. Obliczono, że dla wodoru kondensat miał stanowić nie więcej niż kilka procent całej próbki. Szybkości relaksacji trójciałowej dla atomów alkalicznych były w tamtych czasach zupełnie nieznane, lecz z uwagi na wyniki dla wodoru rozsądne wydawało się założenie, że kondensat może być tylko niewielką częścią próbki. Tymczasem nasze pierwsze doświadczenia sugerowały, że może to być nawet 100%! W świetle narosłego przez lata przekonania o nieosiągalności kondensacji nasze wyniki były zbyt dobre, żeby mogły być prawdziwe. Byliśmy dostatecznie doświadczeni, żeby wiedzieć, że w fizyce doświadczalnej, gdy wyniki wydają się zbyt dobre, żeby mogły być prawdziwe, prawie zawsze takimi są! Obawialiśmy się, czy nadmiar entuzjazmu nie doprowadził nas do wzięcia jakiegoś efektu ubocznego naszego układu optycznego za od tak dawna pożądany kondensat.



Rys. 7. Trzy rozkłady gęstości chmur atomów rubidu po ekspansji dla trzech różnych temperatur. Pojawienie się kondensatu jest widoczne jako wąski czubek na środkowym rysunku. Na rysunku po prawej stronie prawie wszystkie atomy są w kondensacie. Oryginalne dane doświadczalne miały postać dwuwymiarowych obrazów cieni – w celu prezentacji dodano im trzeci wymiar i stopnie szarości.

Jednakowoż nasze obawy, że sami siebie oszukujemy, zostały szybko i prawie zupełnie rozwiane przez obserwację anizotropii chmury kondensatu. Była to bardzo charakterystyczna cecha BEC, a jej wiarygodność była tym większa, że najpierw ujawniła się ona w doświadczeniu, a dopiero później została wytłumaczona (a nie na odwrót). Fakt, że pułapka TOP dawała wyraźnie anizotropowy potencjał wiążący, był tylko szczęśliwym przypadkiem, ponieważ nie docenialiśmy płynących z niego korzyści aż do momentu, gdy zobaczyliśmy wyniki dla BEC. Zwykły termiczny gaz (w warunkach niewielkiej liczby zderzeń) uwolniony z pułapki anizotropowej będzie się rozszerzać izotropowo. Wynika to z zasady ekwipartycji. Kondensat jest jednak falą kwantową i jego rozszerzanie się opisuje równanie falowe. W kierunku, dla którego gaz jest bardziej ściśnięty, ekspansja powinna być bardziej gwałtowna, co jest przejawem zasady nieoznaczoności. Anizotropowy kształt wąskiej składowej rozkładu na tle składowej szerokiej o kształcie doskonale izotropowym – rejestrowanych w tej samej chwili i za pomocą tego samego układu optycznego (rys. 8) – był rozstrzygającym dowodem na to, że obserwujemy od dawna oczekiwany kondensat B–E.



Rys. 8. Widok z góry trzech rozkładów z rys. 7 [73]. Kondensaty na rysunkach b i c mają wyraźnie eliptyczne rozkłady.

Tak się złożyło, że mieliśmy przedstawić postępy naszych badań zmierzających do uzyskania kondensacji na trzech międzynarodowych konferencjach w ciągu kilku tygodni zaraz po naszej obserwacji [74]. Prawie wszyscy eksperci z tej dziedziny byli obecni na przynajmniej jednej z tych konferencji, a nasze dane wystarczyły do przekonania nawet najbardziej sceptycznych spośród nich, że naprawdę zaobserwowaliśmy BEC. Ta zgodność opinii ułatwiła zapewne szybkie zrecenzowanie i publikację naszych wyników.

W naszej aparaturze z pułapką TOP byliśmy w stanie uzyskać tzw. czyste kondensaty, zawierające kilka tysięcy atomów. Przez czysty kondensat rozumiemy układ, w którym prawie wszystkie atomy próbki są w kondensacie. Takie próbki były dostatecznie duże, by można było je łatwo obserwować. Zaraz po pierwszych doświadczeniach zajęliśmy się technicznym ulepszeniem aparatury, co po kilku miesiącach doprowadziło ją do poziomu umożliwiającego wytwarzanie jednego kondensatu za drugim. Dzięki temu mogliśmy podjąć pierwsze doświadczenia dotyczące własności kondensatu, przede wszystkim badanie jego wzbudzeń (które omawiamy poniżej).

3.8. Układ z dwiema komórkami

Mimo że w latach 1995–96 mogliśmy wykonać szereg ważnych doświadczeń w naszej pułapce TOP, to już w roku 1994, na długo przed obserwacją kondensatu, zdaliśmy sobie sprawę z ograniczeń aparatury korzystającej z pojedynczej komórki. Nasze wysiłki zmierzające do modulowania ciśnienia gazu nie zakończyły się sukcesem, co zmuszało nas do pracy w warunkach ustalonego ciśnienia rubidu. Wybór wartości ciśnienia gazu wynikał z kompromisu między potrzebą wprowadzenia możliwie wielu atomów do pułapki magnetooptycznej a możliwością uzyskania długiego czasu życia chmury w pułapki magnetycznej. Aparatura z jedną komórką wymuszała jeszcze inny kompromis, dotyczący rozmiaru komórki szklanej. Wiązki laserowe pułapki magnetooptycznej wchodzą do komórki przez jej płaskie ścianki. Tak więc im większa jest komórka, tym szersze mogą być wiązki pułapki magnetooptycznej, a zatem tym więcej atomów z pary o temperaturze pokojowej można zebrać w pułapce. Z drugiej strony im mniejsza jest komórka szklana, tym mniejszy może być promień cewek nawiniętych na zewnątrz komórki, a tym samym można uzyskać silniejsze wiązanie atomów w polu magnetycznym. Hans Rohner z warsztatu szklarskiego w JILA nauczył się wytwarzać komórki szklane o minimalnej powierzchni nieużytecznej [75]. Nawet jeśli potrafiliśmy zminimalizować obszar między wewnętrznym promieniem cewek a zewnętrznym promieniem okienek komórki, to nadal musieliśmy się godzić na ten niemiły kompromis.

Dlatego też w 1994 r., równolegle z pracami zmierzającymi do osiągnięcia możliwie szybko

kondensacji w naszej pierwotnej pułapce TOP z jedną komórką, zaczęliśmy budować nowy układ, w którym nie byłby konieczny ten bolesny kompromis. Projekt ten korzystał ze zmodyfikowanej wersji naszej starej metody, w której wiele zespołów atomów przenoszono do pułapki magnetycznej w różnicowej komorze próżniowej. Metodę tę zarzuciliśmy poprzednio z racji trudności z przeniesieniem atomów z pułapki magnetooptycznej do pułapki magnetycznej bez istotnego spadku gęstości w przestrzeni fazowej. W pułapce magnetycznej brak było dysypacji do skompensowania trochę zbyt silnego lub zbyt słabego pchnięcia chmury z jednej pułapki do drugiej. To sprawiło, że zrozumieliśmy wagę dysypacji w drugiej pułapce, i dlatego zdecydowaliśmy się na układ, w którym atomy więzione były w pułapce magnetooptycznej o dużej komórce w warunkach wysokiego ciśnienia rubidu, a następnie kierowane małą rurką do drugiej pułapki magnetooptycznej o małej komórce działającej przy niskim ciśnieniu. W układzie tym nie występowały poprzednie trudności, a zachowane były zalety wielokrotnego napełniania pułapki w celu otrzymania dużej liczby atomów w pułapce w obszarze o niskim ciśnieniu. Układ działał dobrze, zwłaszcza gdy stwierdziliśmy, że zwykłe paski magnetyczne (jak te od lodówek) przytwierdzone na zewnątrz rurki łączącej obie pułapki doskonale nadawały się do kierowania atomów z jednej pułapki do drugiej [58].

W tym układzie mogliśmy nadal używać niedrogich laserów o małej mocy, lecz uzyskiwaliśmy sto razy więcej atomów w pułapce magnetycznej niż w naszej pułapce TOP napełnianej z pojedynczej pułapki magnetooptycznej. Czas życia pułapki również znacznie się wydłużył – w układzie z dwiema komórkami uzyskiwaliśmy czasy życia dochodzące do 1000 sekund. Układ ten zaczął działać w 1996 r. i od tej pory potrafiliśmy wytwarzać kondensaty z wielką łatwością [76]. W pierwszym doświadczeniu z kondensatem wszystko musiało być bardzo dobrze zoptymalizowane w celu osiągnięcia warunków koniecznych do gwałtownego chłodzenia przez parowanie, a następnie kondensacji. W układzie z dwiema pułapkami magnetooptycznymi mieliśmy „w zapasie" całe rzędy wielkości. Umożliwiło nam to nie tylko rutynowe otrzymywanie czystych kondensatów złożonych z miliona atomów, lecz również rezygnację z konfiguracji „dark-spot", wymagającej bardzo dokuczliwego justowania. Mogliśmy być również znacznie mniej dokładni w wielu innych aspektach aparaturowych.

Pierwszą pułapką magnetyczną, jakiej użyliśmy w układzie z podwójną pułapką magnetooptyczną, nie była pułapka TOP, lecz nasza stara pułapka Ioffego–Pritcharda (tzw. pułapka baseballowa). Pułapka ta ma właściwości komplementarne względem pułapki TOP – każda z nich ma inne cechy szczególne. Na przykład, geometria potencjału wiążącego w pułapce TOP może być zmieniana w szerokim zakresie, lecz zakres zmienności pól stałych jest dosyć ograniczony. Natomiast geometria potencjału pułapki baseballowej może być zmieniana bardzo nieznacznie, lecz pole stałe można łatwo zmieniać o setki gausów. Zatem w 1996 r., gdy udoskonaliliśmy naszą pierwszą aparaturę do kondensacji, wyposażając ją w podwójną pułapkę magnetooptyczną, zachowaliśmy też układ z pułapką typu TOP. Obydwa układy dobrze nadają się do pewnych typów doświadczeń, co wytłumaczymy poniżej.

W układzie z podwójną pułapką magnetooptyczną mogliśmy rutynowo wytwarzać kondensaty złożone z milionów atomów w sposób bardzo niezawodny zarówno w pułapce TOP, jak i w pułapce baseballowej. Wykorzystaliśmy je do wykonania wielu doświadczeń z kondensatami w okresie od roku 1996 do chwili obecnej. Omówimy teraz krótko kilka naszych ulubionych doświadczeń.

4. Nasze ulubione doświadczenia

4.1. Wzbudzenia kolektywne

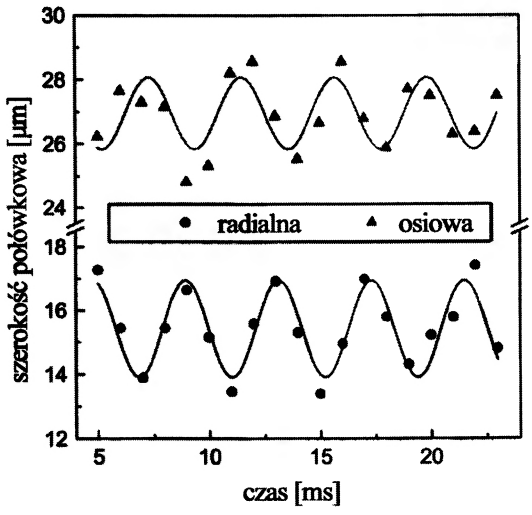
W tym rozdziale mówiąc „wzbudzenia" mamy na myśli „spójne fluktuacje rozkładu gęstości". Doświadczenia nad wzbudzeniami w kondensatach gazowych były przeprowadzone z dwóch powodów. Po pierwsze, uważa się, że kondensat ma być nadciekły, a własność nadciekłości jest określana na podstawie właściwości dynamicznych. Badanie wzbudzeń stanowi pierwszy – oczywisty – krok w kierunku zrozumienia właściwości dynamicznych układu. Po drugie, w fizyce doświadczalnej precyzyjne doświadczenia prawie zawsze polegają na pomiarze częstości, a zatem najprostszym sposobem dokładnego badania zjawiska jest znalezienie mierzalnej częstości, która jest czuła na dane zjawisko. W przypadku kondensatu ga-

zowego precyzyjnym sprawdzianem naszego zrozumienia oddziaływań w kondensacie jest pomiar częstości wzbudzanych w nim fal stojących.

Wzbudzenia w BEC były po raz pierwszy obserwowane przez Jasona Enshera, Mike'a Matthewsa oraz Debbie Jin (wówczas stażystkę) przy użyciu niszczącego obrazowania rozszerzających się chmur gazowych [77]. Chmury te, o temperaturze bardzo bliskiej zera, były pobudzane spójnie (zob. niżej), następnie pozwalano im przebywać w pułapce przez pewien czas, po czym wywoływano ich gwałtowną ekspansję, przy czym były fotografowane metodą obrazowania absorpcyjnego. Powtarzając tę procedurę wiele razy dla różnych czasów swobodnej ewolucji w pułapce, daje się zrekonstruować zmienny w czasie rozkład gęstości kondensatu. Z danych tych można wyznaczyć częstości i stałe tłumienia oscylacji. W pułapkach o symetrii osiowej wzbudzenia można od siebie odróżniać, podając rzut momentu pędu na oś symetrii. Zaburzenia rozkładu gęstości powodowane wzbudzaniem najniżej leżących modów, o $m = 0$ oraz $m = 2$, można uważać po prostu za oscylacje liniowych rozmiarów kondensatu. Rysunek 9 pokazuje zależność szerokości drgającego w ten sposób kondensatu od czasu swobodnej ewolucji w pułapce.

Selektywna metoda pobudzania oscylacji polega na modulacji potencjału pułapki z częstością drgań, które chce się wzbudzić [77]. Doświadczalnie osiąga się to przez dodanie do natężenia prądu, płynącego przez magnesy pułapki, niewielkiej składowej zmiennej. W pułapce TOP dość wygodnym rozwiązaniem jest niezależna modulacja trzech składowych drugiego rzędu w potencjale poprzecznym. Dobierając odpowiednio względną fazę tych modulacji, można otrzymać wzbudzenie o wybranej symetrii ($m = 0$, $m = 2$ lub $m = -2$).

Powstało bardzo wiele prac teoretycznych poświęconych wzbudzeniom – większość z nich omówiono w [78]. Wszystkie wykonane do dziś doświadczenia dotyczące małych drgań w temperaturze praktycznie równej zeru zostały z powodzeniem opisane teoretycznie. Ilościowa zgodność teorii i doświadczenia była na ogół bardzo dobra – drobne rozbieżności można było przypisać zrozumiałym, niewielkim odstępstwom warunków doświadczalnych od założeń teorii co do równej zeru temperatury i małej amplitudy drgań.



Rys. 9. Wzbudzenia w zerowej temperaturze [78]. Pułapka magnetyczna o częstości radialnej 132 Hz zawiera kondensat złożony z 4500 atomów. Kondensat zostaje pobudzony zaburzeniem o symetrii $m = 0$, co powoduje jego swobodne drgania w kierunku radialnym. Obserwuje się również wzbudzenie drgań osiowych, przesuniętych w fazie o ok. 180°. Częstość pobudzenia wyznaczono na podstawie dopasowania funkcji sinus do swobodnych oscylacji wymiarów kondensatu.

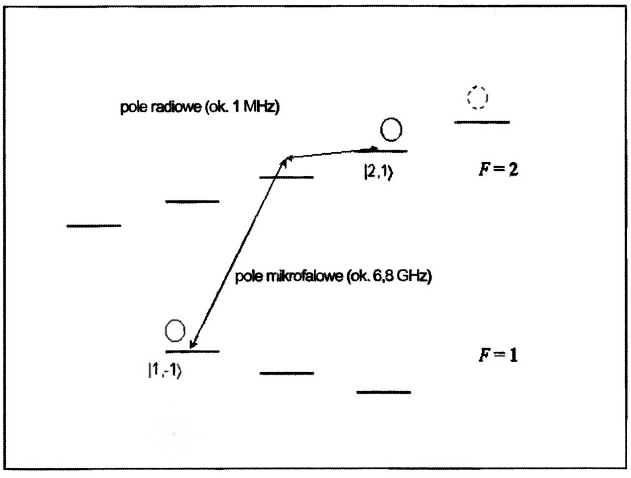
W dalszej kolejności analogiczne badania wzbudzeń wykonano w temperaturze różnej od zera [79]. Stwierdzono, że częstość drgań kondensatu w sposób oczywisty zależy od temperatury; podobnie, silną zależność od temperatury wykazały stałe tłumienia. Badania te były ważne, ponieważ dotyczyły słabo zbadanych zjawisk oddziaływania w kondensacie w skończonej temperaturze. Opis teoretyczny tych zjawisk jest dość niekompletny [80–82]. W doświadczeniu otrzymano z grubsza liniową zależność stałych tłumienia od temperatury, co teoria tłumaczy w kontekście tłumienia Landaua [83,84]. Przesunięcia częstości są trudne do wyjaśnienia w dużej mierze dlatego, że zgromadzone do tej pory dane doświadczalne dotyczą warunków pośrednich, trudnych do opisu teoretycznego: chmura atomów, które nie uległy kondensacji, nie jest ani tak mała, by jej wpływ na kondensat był do pominięcia, ani tak duża, by zdecydowanie osiągnąć warunki hydrodynamiczne. Warunki hydrodynamiczne oznaczają tu, że klasyczna średnia droga swobodna w chmurze termicznej jest znacznie mniejsza niż rozmiar chmury. Na przeciwnym biegunie, w warunkach braku zderzeń, opisywanie obserwowanych fluktuacji gęstości jako „wzbudzeń kolektywnych" napotyka na trudności koncepcyjne. Niedawne prace

teoretyczne wskazują na to, że dobra zgodność z doświadczeniem może zależeć przede wszystkim od poprawnego uwzględnienia sposobu wzbudzania drgań [85,86].

4.2. *Kondensaty dwuskładnikowe*

Jak już wspominaliśmy, układ z podwójną pułapką magnetooptyczną pozwalał wytwarzać kondensaty nawet jeśli nie kontrolowało się dokładnie wielu parametrów doświadczalnych. Jednym z takich parametrów jest stan spinowy, do którego atomy są pompowane optycznie przed wprowadzeniem ich do pułapki magnetycznej. Gdy jeden z naszych studentów, Chris Myatt, majstrował pewnego dnia przy instalowaniu chłodzenia przez parowanie, zauważył ku swojemu zdziwieniu, że w pułapce są chyba dwie różne chmury kondensatu. Znajdowały się one z grubsza w miejscach, w których powinny być więzione atomy o stanie spinu (2,2) oraz (1,−1). To zaś wydawało się nam niemożliwe, ponieważ atomy w tych dwóch stanach powinny ulegać zderzeniom z wymianą spinu, powodującym ich ucieczkę z pułapki (a uważano, że przekroje czynne na te zderzenia są ogromne). Przeprowadziwszy szczegółowe poszukiwania dziwnego efektu, który mógłby być przyczyną obserwowanych obrazów dwóch chmur kondensatu, doszliśmy do wniosku, że chmury te muszą jednak odpowiadać wspomnianym stanom spinu. W wyniku niezwykłego przypadku trypletowe i singletowe przesunięcia fazowe są identyczne, a zatem w ultraniskich temperaturach przekrój czynny na zderzenia ze zmianą spinu w ^{87}Rb maleje o 3–4 rzędy wielkości! Ten spadek przekroju czynnego oznacza, że atomy o różnym spinie mogą współistnieć w pułapce, a więc można badać ich mieszaniny. W naszych wcześniejszych pracach wykazaliśmy, że do osiągnięcia BEC można użyć tzw. chłodzenia pośredniego (ang. sympathetic cooling), polegającego na odparowaniu tylko jednego składnika i wykorzystaniu go jako płynu chłodzącego atomy o drugim stanie spinu [76]. Potrafiliśmy również zaobserwować, jak takie dwa kondensaty oddziałują ze sobą, odpychając się wzajemnie i w konsekwencji przekrywając się bardzo nieznacznie, mimo że obydwa były gazami bardzo rozrzedzonymi.

Te wcześniejsze obserwacje dały początek obszernemu programowi badawczemu dotyczącemu kondensatów dwuskładnikowych. Po pierwszych doświadczeniach Myatta [76] nasza praca w tej dziedzinie (prowadzona przez stażystę Davida Halla) dotyczyła głównie stanów (1,−1) i (2,+1) (rys. 10), ponieważ można było spójnie zamieniać jeden w drugi za pomocą przejść dwufotonowych (mikrofale plus fale radiowe), a poza tym miały one prawie jednakowe momenty magnetyczne, czyli potencjał wiążący był dla nich praktycznie taki sam [87].

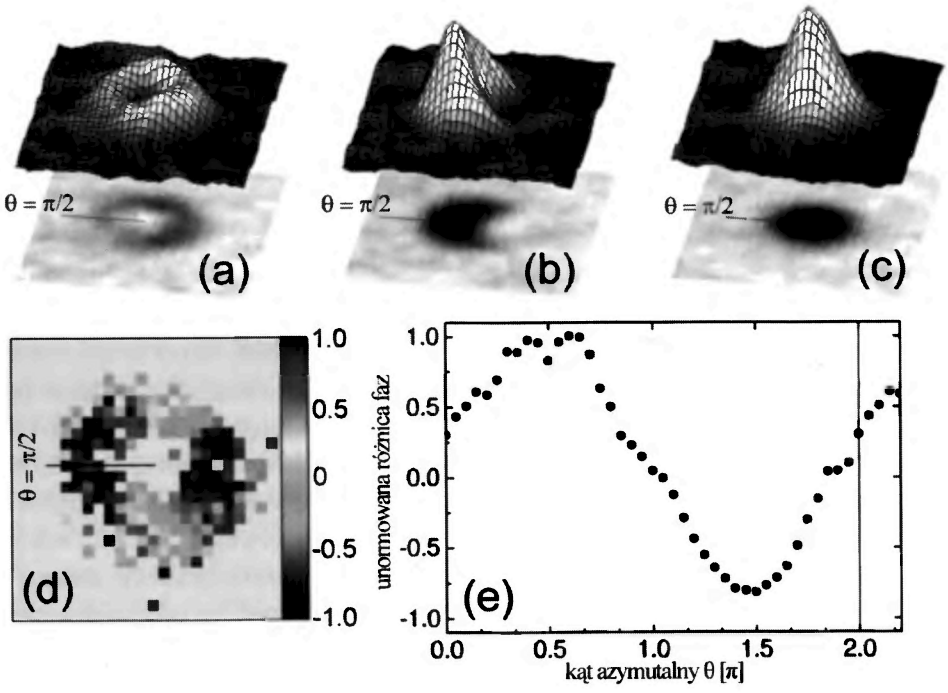


Rys. 10. Schemat poziomów energetycznych dla stanu podstawowego ^{87}Rb. Pierwsze kondensaty zostały wytworzone w stanie (2,2). Stwierdzono również współistnienie kondensatów w stanach (2,2) i (1,−1). W późniejszych badaniach wytwarzaliśmy kondensaty w stanie (1,−1), które były następnie wzbudzane do stanu (2,1) za pomocą przejścia dwufotonowego (mikrofale plus fale radiowe).

Gdy promieniowanie wywołujące przejścia dwufotonowe jest nieobecne, spontaniczna zamiana jednego składnika w drugi praktycznie nie zachodzi. Co więcej, układ do obserwacji optycznej łatwo odróżnia jeden składnik od drugiego, gdyż różnica w ich częstości (6,8 GHz) jest bardzo duża w porównaniu z szerokością stanu wzbudzonego. W takiej sytuacji można opisywać dynamikę kondensatów tak, jakby były one dwoma różnymi płynami kwantowymi w pułapce. Niewielka różnica długości rozpraszania może sprawiać, że te dwa płyny skłonne będą do pewnej separacji przestrzennej (przynajmniej w potencjale niejednorodnym), lecz grubość obszaru stykania się składników (ang. healing length) jest duża, co powoduje że w równowadze znacznie się one na siebie nakładają [88,89]. Z drugiej strony obecność prawie rezonansowego oddziaływania dwufo-

tonowego dosyć znacznie zbliża do siebie poziomy energetyczne składników: w rezonansie częstości „stanów ubranych" różnią się tylko o efektywną częstość Rabiego dla oddziaływania dwufotonowego. W tej granicy można do opisu kondensatu wykorzystać pojęcie dwuskładnikowego pola spinorowego [90,91].

Taki układ kondensatów pozwolił nam uzyskać wiele ciekawych wyników i nadal badamy jego własności. Jednym z bardziej spektakularnych doświadczeń, jakie wykonaliśmy w kondensacie dwuskładnikowym, było wytworzenie wiru kwantowego, do czego wykorzystaliśmy swego rodzaju inżynierię funkcji falowej. W tym eksperymencie ważne były obie cechy tego układu dwuskładnikowego – rozróżnialność płynów oraz spinorowe właściwości gazu. Na początku mieliśmy prawie sferyczną chmurę atomów, wszystkich w tym samym – dolnym – stanie spinu. Następnie włączyliśmy oddziaływanie dwufotonowe na ok. 100 ms, oświetlając jednocześnie atomy nierezonansową wiązką laserową o natężeniu zmiennym w czasie i przestrzeni. Wiązka laserowa była dostatecznie odstrojona od rezonansu, aby nie powodować przejść z jednego stanu do drugiego, lecz związane z nią przesunięcie Starka było dostatecznie duże, żeby wpłynąć na rezonansowe własności oddziaływania dwufotonowego. Całe doświadczenie jest opisane w pracach [92,93]. Końcowy efekt był taki, że atomy w pobliżu środka chmury pozostały w stanie wyjściowym, a atomy w pasie równikowym kuli zostały przeniesione do górnego stanu spinu. Proces ten doprowadził również do zmienności fazy kwantowej w całym zakresie od 0 do 2π w taki sposób, że w momencie, gdy oddziaływanie zostało wyłączone, atomy w górnym stanie spinu utworzyły wir z jednym kwantem cyrkulacji (rys. 11). Atomy w środku nie znajdowały się w stanie wiru i – jak kawałek papryki w nadziewanej oliwce – służyły tylko do wyznaczenia położenia rdzenia wiru. Atomy z rdzenia mogły być selektywnie usuwane z pułapki, pozostawiając atomy w górnym stanie spinu w wirze „pustym", którego własności dynamiczne były praktycznie takie same jak wiru „pełnego" – wykazali to stażysta Brian Anderson i doktorant Paul Haljan [94].



Rys. 11. Obrazy kondensatów pokazujące pierwszy wir oraz pomiar jego fazy w funkcji kąta azymutalnego. a) Rozkład gęstości atomów w górnym stanie nadsubtelnym po umieszczeniu ich w tym stanie w sposób, przy którym tworzy się wir. b) Ten sam stan po przyłożeniu do próbki impulsu $\pi/2$, dzięki któremu następuje mieszanie górnego i dolnego stanu nadsubtelnego, co daje interferogram ukazujący rozkład fazy w stanie górnym. c) Resztka kondensatu w stanie dolnym, z którego utworzono wir – ta część interferuje z (a), dając obraz pokazany na rysunku (b). d) Mapa różnicy faz z rysunku (b). e) Uśredniona po promieniu różnica fazy dla każdej wartości kąta azymutalnego. W celu lepszego ukazania ciągłości fazy pokazano dane także dla kątów większych od 2π. Dowodzi to, że chmura pokazana na rys. (a) ma fazę odpowiadającą wirowi kwantowemu z jednym kwantem cyrkulacji [92].

4.3. Spójność i zanik kondensatu

Jedno z naszych ulubionych doświadczeń polegało po prostu na patrzeniu, jak kondensat zanika [95]. Atrakcyjność tego eksperymentu polega na jego niezwykłej prostocie, połączonej z daleko idącymi konsekwencjami fizycznymi wyniku. Chociaż było wiadomo, że kondensat ma skończony czas życia – od ułamków sekund do wielu sekund (w zależności od warunków doświadczenia) – nikt nie zidentyfikował procesu powodującego utratę atomów z kondensatu. W tym celu nasi współpracownicy Chris Myatt, Rich Ghrist i Eric Burt po prostu wytwarzali kondensaty i starannie rejestrowali liczbę atomów i kształt kondensatu w funkcji czasu. Na podstawie tych danych stwierdziliśmy, że szybkość zaniku zależała od sześcianu gęstości, a zatem podstawowym mechanizmem zaniku musiała być rekombinacja trójciałowa. Tego właśnie oczekiwaliśmy, ale zawsze miło mieć potwierdzenie oczekiwań. W trakcie pomiarów zmierzyliśmy również stałą zaniku trójciałowego, co było jeszcze ciekawsze. Choć stałej tej nadal nie można dokładnie obliczyć, już dawno przewidziano [96], że powinna ona zależeć od spójności funkcji falowej kondensatu. W zwykłej próbce termicznej zawsze występują fluktuacje gęstości, a rekombinacja trójciałowa zachodzi głównie wtedy, gdy fluktuacje są duże. Gdy jednak występuje spójność wyższego rzędu, tak jak w przypadku makroskopowo obsadzonego stanu kwantowego (np. lasera jednomodowego lub – jak to przewidziano – kondensatu B–E w rozrzedzonym gazie), nie powinno być takich fluktuacji gęstości. Na tej podstawie przewidziano, że stała zaniku trójciałowego powinna być 6 (= 3!) razy mniejsza dla kondensatu niż dla tych samych atomów w próbce termicznej. Zabawne, że taki przyziemny proces zderzeniowy może być w ten sposób wykorzystany do badania kwantowych korelacji i spójności. Po zmierzeniu stałej zaniku trójciałowego w kondensacie wykonaliśmy taki sam pomiar dla próbki bardzo zimnej, lecz nie w stanie kondensatu. Wyznaczony w tym doświadczeniu stosunek stałych zaniku (7,4 ± 2,6), bliski przewidywanej wartości 6, potwierdził istnienie w kondensacie spójności wyższego rzędu [95].

4.4. Rezonanse Feshbacha

W roku 1992 Eric Cornell i Chris Monroe doszli do wniosku, że częstości zderzeń dipolowych mogą w skrajnie niskich temperaturach zależeć w ciekawy sposób od pola magnetycznego (omawiamy to w końcowej części artykułu). Mając to na względzie, poprosiliśmy Boudewijna Verhaara o wyznaczenie zależności częstości zderzeń między atomami w stanach o mniejszej liczbie kwantowej F od pola magnetycznego. Po wykonaniu obliczeń zauważył on [97], że wszystkie przekroje czynne wykazują bardzo silne maksima w funkcji pola magnetycznego, znane obecnie jako rezonanse Feshbacha z racji podobieństwa do rezonansów w zderzeniach jąder opisanych przez Hermana Feshbacha. Mimo że kondensaty zostały wytworzone dopiero kilka lat później, Verhaar od samego początku uważał, że rezonanse te powinny umożliwić zmianę długości rozpraszania atomów, a zatem modyfikację zarówno przekrojów czynnych na zderzenia sprężyste, jak i stałych oddziaływania między atomami kondensatu.

W roku 1992 mieliśmy nadzieje, że wykorzystując rezonanse Feshbacha będziemy mogli znacznie zwiększyć przekroje czynne na zderzenia sprężyste, co ułatwiłoby chłodzenie przez parowanie. Przystąpiliśmy zatem do poszukiwania rezonansów Feshbacha w rozpraszaniu sprężystym cezu oraz, wraz ze stażystą Natem Newburym, rubidu. Doświadczenia te umożliwiły nam pomiar przekrojów czynnych [98,99], lecz nie wykrycie rezonansów Feshbacha o szerokości kilku gausów, gdyż teoria przewidywała ich położenie tylko z dokładnością do tysięcy gausów.

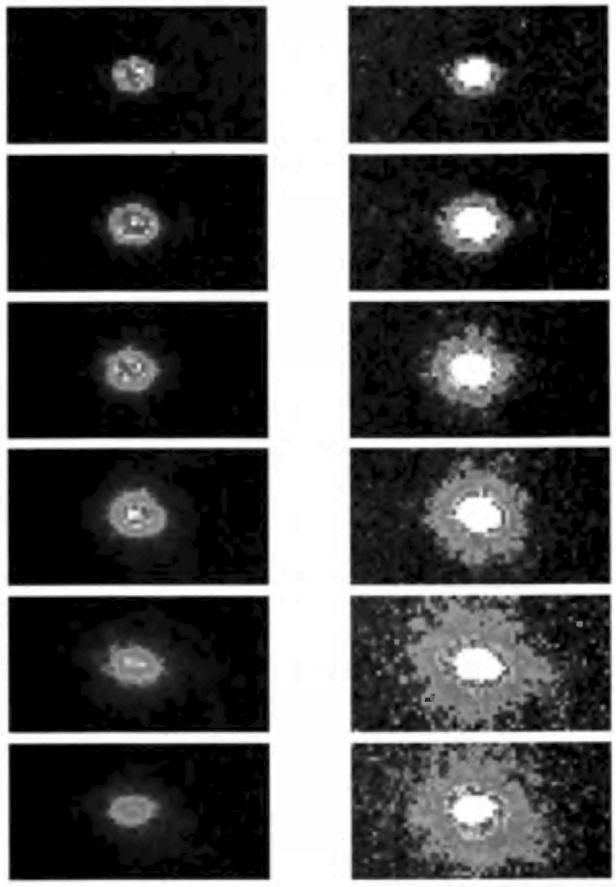
W roku 1997 sytuacja zmieniła się jednak zasadniczo. Wielka liczba prac nad zimnymi zderzeniami i własnościami BEC oraz postęp w teorii doprowadziły do dokładnego wyznaczenia potencjałów międzyatomowych, w wyniku czego byliśmy praktycznie pewni, że w rubidzie-85 powinien występować szeroki rezonans Feshbacha w zakresie 20 lub 30 gausów wokół wartości pola 150 Gs. Przy tej wartości pola można było wygodnie korzystać z naszej baseballowej pułapki magnetycznej, dlatego też powróciliśmy do rezonansów Feshbacha z nadzieją wytworzenia kondensatu o regulowanej wielkości oddziaływania między atomami.

Rzeczywiście, przyszedł już czas na badanie rezonansów Feshbacha. W ciągu jednego roku Ketterle [100] zaobserwował rezonans w sodzie, zwiększając straty w kondensacie, Dan Heinzen [101] wykrył rezonans Feshbacha w ^{85}Rb, badając zderzenia w obecności światła, my [102]

(to znaczy głównie studenci Jake Roberts i Neil Claussen) zarejestrowaliśmy ten sam rezonans w przekroju czynnym na rozpraszanie sprężyste, a Chu [103] odkrył rezonans Feshbacha w cezie. Nasze nadzieje, że wytworzenie kondensatu w ^{85}Rb będzie równie łatwe lub nawet łatwiejsze niż w ^{87}Rb (i umożliwi użycie później rezonansów Feshbacha do manipulowania kondensatem), były niestety bardzo naiwne. Z powodu obecności rezonansu Feshbacha „złe" zderzenia były silniejsze i osiągnięcie kondensacji okazało się jeszcze trudniejsze oraz było możliwe tylko w wyniku zastosowania skomplikowanej i ryzykownej procedury chłodzenia przez parowanie. Niemniej jednak znalazłszy właściwą procedurę i ochłodziwszy gaz do 3 nK uzyskaliśmy czysty kondensat rubidu-85 złożony z 16 tys. atomów [104].

Zgodnie z przewidywaniem długość rozpraszania w tych kondensatach można było łatwo modyfikować, zmieniając pole magnetyczne o kilka gausów w otoczeniu rezonansu Feshbacha [105]. Umożliwiło to wykonanie wielu doświadczeń, począwszy od badania niestabilności kondensatów w sytuacji, gdy oddziaływanie atomów jest dostatecznie przyciągające (ujemna długość rozpraszania), aż do badania pojawiania się korelacji funkcji falowej w miarę jak oddziaływania stają się silne i odpychające. W tych warunkach uzyskuje się nową metodę badania tak różnych obiektów, jak kondensaty cząsteczkowe i ciecze kwantowe, które charakteryzują się dużym stopniem korelacji. Te prace stanowią najświeższe doświadczenia z kondensatami, a prawie wszystko, co do tej pory zbadaliśmy w takich układach, daje bardzo ciekawe i nieoczekiwane wyniki. Jest więc jasne, że daleko nam do wyczerpania pełnego zakresu interesujących doświadczeń, jakie można wykonać w dziedzinie BEC.

W pierwszym z doświadczań z rezonansami Feshbacha nasi studenci Jake Roberts i Neil Claussen oraz stażysta Simon Cornish zmieniali gwałtownie pole magnetyczne, aby uzyskać ujemną długość rozpraszania. Zaobserwowaliśmy, zgodnie z oczekiwaniami, że kondensat tracił stabilność i rozpadał się, tracąc dużą liczbę atomów [104]. Dynamika tego rozpadu była dosyć niezwykła. Obserwowaliśmy, że kondensat trochę się kurczył, a następnie eksplodował, wyrzucając znaczną część atomów na zewnątrz [106]. Do tego spora część atomów po prostu znikała, prawdopodobnie tworząc niewykrywane przez nas cząsteczki lub bardzo energetyczne atomy. Ostatecznie po „wybuchu" pozostawała mała resztka zimnych atomów. Proces ten przedstawiony jest na rys. 12. Z racji jego podobieństwa (choć przy znacznie mniejszej energii) do zapadania się rdzenia supernowej nazwaliśmy go „Bosenową". Obecnie prowadzone są – nie bez sukcesów – intensywne badania nad opisem teoretycznym tego procesu. Nie ma jednak dotychczas przekonującego wyjaśnienia ani wartości energii, ani anizotropii eksplozji atomowej, ani ułamka znikających atomów, ani też rozmiaru chmury atomów po rozpadzie. Jedną z zagadek jest fakt, że zimna chmura resztkowa może być znacznie większa niż wynikałoby to z warunku trwałości kondensatu [106].



Rys. 12. Eksplozja typu „Bosenowa" [104]. Kolejne zdjęcia pokazują (od góry do dołu) ewolucję chmury od 0,2 do 4,8 ms licząc od momentu zmiany znaku oddziaływania (co jest przyczyną rozpadu kondensatu). Po lewej stronie produkty eksplozji widoczne są jako poświata rozszerzająca się ze środka – w centrum pozostaje mały kondensat resztkowy, który nie zmienia się z upływem czasu. Po prawej stronie umieszczono te same rysunki powiększone 3 razy w celu lepszego ukazania produktów wybuchu o temperaturze 200 nK.

Inny bardzo intrygujący wynik dały badania rezonansów Feshbacha w ^{87}Rb przeprowadzone przez Neila Claussena, Sarę Thompson i stażystkę Elizabeth Donley, w których skokowo zmieniano wartość pola magnetycznego, tak by była bliska rezonansu, zachowując jednak dodatnią długość rozpraszania. Odkryli oni, że próbka po tym nagłym zaburzeniu oscylowała między kondensatem atomowym i cząsteczkowym [107]. Nie ma wątpliwości, że ten ciekawy układ, stanowiący superpozycję kwantową dwóch chemicznie odrębnych substancji, będzie przedmiotem intensywnych badań w przyszłości.

5. Optymistyczne zakończenie

Dopóki nie powstaną nowe metody zastępujące chłodzenie przez parowanie, kluczową kwestią w wytwarzaniu BEC dla nowych pierwiastków będą ich zderzenia. W praktyce oznacza to, że planowanie doświadczeń nad kondensatem dla nowego pierwiastka wymaga umiejętności radzenia sobie z własną ignorancją. Łatwo się zapomina, że praktycznie nic nie wiadomo o własnościach zderzeń w ultraniskiej temperaturze dla jakichkolwiek atomów czy cząsteczek poza atomami pierwiastków z pierwszej kolumny układu okresowego. Nie można liczyć na to, że pomogą nam w tym teoretycy – potencjały międzyatomowe wyznaczone z danych spektroskopowych uzyskanych w temperaturze pokojowej są zwykle niewystarczające do obliczenia częstości zderzeń sprężystych i niesprężystych w niskiej temperaturze, nawet co do rzędu wielkości. Zderzenia w niskiej temperaturze dla jakiegoś „nowego" atomu można zbadać doświadczalnie, lecz wymaga to bardzo wiele pracy i zwykle łatwiej jest po prostu sprawdzić, czy chłodzenie przez parowanie da się zrealizować.

Angażowanie się w taki nowy wielki projekt bez najmniejszej gwarancji sukcesu stanowi perspektywę zniechęcającą, sądzimy jednak, że szanse na ochłodzenie dowolnego pierwiastka przez parowanie aż do punktu przejścia fazowego w BEC są całkiem duże, pod warunkiem, że włoży się w to dostatecznie wiele ciężkiej pracy. Przedstawione poniżej rozumowanie, uzasadniające ten wniosek, jest w dużej mierze zbieżne z tym, które zachęciło nas do starań o wytworzenie kondensacji w atomach metali alkalicznych, a nawet jest dojrzalsze z racji naszego wieku i doświadczenia.

Choć istnieje już bardzo wyczerpująca literatura dotycząca chłodzenia przez parowanie, to podstawowy warunek jego powodzenia jest nadal bardzo prosty: niezbędne są warunki, w których zachodzi ok. 100 zderzeń sprężystych na atom w ciągu czasu życia atomów w pułapce. Ponieważ czas życia atomów w pułapce jest zwykle wyznaczony przez zderzenia, wymóg ten można wyrazić również tak: częstość zderzeń sprężystych musi być o 2 rzędy wielkości większa niż częstość „złych" zderzeń. Jak już wspominaliśmy, istnieją trzy rodzaje „złych" zderzeń o różnej zależności ich częstości od gęstości atomów w pułapce (n): częstość zderzeń z atomami gazu resztkowego jest niezależna od n, dla dwuciałowej relaksacji dipolowej jest ona proporcjonalna do n, a dla rekombinacji trójciałowej – do n^2. Częstość zderzeń sprężystych wynosi $n\sigma v$, gdzie n to średnia gęstość, σ – przekrój czynny dla fali s w granicy zerowej energii, a v – średnia prędkość względna. Stosunek częstości zderzeń sprężystych i niesprężystych musi być bliski 100 nie tylko zaraz po tym, jak atomy zostaną wprowadzone do pułapki, lecz również w trakcie parowania (a więc dla coraz mniejszych v i większych n). W przypadku parowania rubidu-87 oraz dolnego stanu nadsubtelnego sodu-23 natura okazała się dla nas łaskawa. Wystarczy tylko zadbać o to, by chmura w pułapce miała na początku wystarczająco duże n oraz zaprojektować komorę próżniową o dostatecznie niskim ciśnieniu, a chłodzenie przez parowanie musi się udać. Główna teza tego rozdziału jest jednak taka, że parowanie może się powieść również dla mniej sprzyjających własności zderzeń.

Rozważmy po kolei różne mechanizmy strat w pułapce, poczynając od strat w wyniku zderzeń z atomami gazu resztkowego. Korzystając ze standardowej techniki próżniowej, uzyskuje się dziś czas życia atomów w pułapce znacznie dłuższy niż wymagany w przypadku ^{87}Rb i Na. Na przykład, czas życia w naszej pułapce magnetycznej wynosi obecnie prawie 1000 s (było to konieczne do otrzymania BEC w ^{85}Rb, dla którego zderzenia mają mniej korzystne właściwości). Jeśli potrafi się zaakceptować dodatkowe komplikacje i użyć kriogenicznego układu próżniowego, to można uzyskać praktycznie nieskończony czas życia. Jeśli straty pochodzące od zderzeń z atomami gazu resztkowego są wystarczająco małe, żeby rozpoczęło się chłodzenie przez parowanie, to nigdy nie będą już

one problemem w późniejszych fazach chłodzenia, ponieważ nv wzrasta w czasie tego procesu.

Relaksacja dipolowa może stwarzać trudności głównie w późnej fazie procesu parowania, gdy gęstość jest duża, a prędkość mała. Na silną relaksację dipolową nie ma prostego lekarstwa w rodzaju zmiany siły wiązania pułapki lub ciśnienia w komorze próżniowej. Na szczęście nie musimy bezradnie akceptować częstości zderzeń dipolowych, jaką daje nam przyroda. W rzeczywistości rozwiązanie jest bardzo proste – wystarczy użyć pułapki magnetycznej o bardzo małym stałym polu magnetycznym lub też, jeśli używa się pułapki optycznej w warunkach bardzo dalekich od rezonansu (np. korzystając z lasera CO_2), więzić w pułapce atomy w najniższym stanie spinu, dla którego nie ma żadnych zderzeń dipolowych. Zależność od pola stałego wynika stąd, że dla pola mniejszego od ok. 5 Gs liczba zderzeń dipolowych w dolnym stanie nadsubtelnym gwałtownie spada do zera, co da się łatwo wyjaśnić. W niskiej temperaturze cząstki zderzają się wyłącznie w fali s. Relaksacja dipolowa zmienia rzut spinu, a więc aby moment pędu był zachowany, wyjściowy kanał zderzenia musi być w fali d lub wyższej. Niezerowy moment pędu na wyjściu oznacza, że powstaje bariera odśrodkowa w wypadkowym potencjale cząsteczkowym o wysokości kilkuset mikrokelwinów. Jeśli atomy w pułapce są w dolnym stanie nadsubtelnym (dla rubidu-87 jest to stan $F = 1, m_F = -1$), to energia atomu po zderzeniu dipolowym jest tylko energią zeemanowską w polu pułapki, a dla pola mniejszego od 5 Gs nie wystarcza ona do przerzucenia atomów nad barierą odśrodkową. Relaksacja może więc zajść tylko przy odległościach międzyatomowych większych od efektywnej szerokości bariery odśrodkowej. Dla coraz mniejszych pól bariera staje się coraz szersza, czemu towarzyszy spadek prawdopodobieństwa przejścia.

Jest mało prawdopodobne, aby stała rekombinacji trójciałowej była w jakimkolwiek przypadku aż tak duża, by rekombinacja tego rodzaju stanowiła problem zaraz po tym, jak atomy zostaną przeniesione z pułapki magnetooptycznej do pułapki, w której zachodzi chłodzenie przez parowanie. Jednak w trakcie postępu parowania może ona – tak jak zderzenia dipolowe – stwarzać coraz więcej trudności. Z racji jej zależności od gęstości można ją jednak zawsze osłabić, manipulując potencjałem pułapki. Adiabatyczne zmniejszanie siły wiązania pułapki nie ma żadnego wpływu na gęstość w przestrzeni fazowej, zmniejsza natomiast zarówno gęstość, jak i prędkość atomów. Stosunek częstości zderzeń trójciałowych i sprężystych jest proporcjonalny do $1/nv$. Wobec tego, jeśli potrafi się ciągle zmniejszać siłę wiązania pułapki, to można być pewnym, że rekombinacja trójciałowa nie przeszkodzi w chłodzeniu przez parowanie aż do otrzymania BEC.

Podsumujmy powyższe rozważania – jeśli: 1) ma się łatwą do manipulacji pułapkę magnetyczną, 2) można uzyskać bardzo dobrą próżnię, 3) atomy są w stanie podstawowym o $F \neq 0$, 4) zderzenia nie mają własności patologicznych, to prawie każdy pierwiastek, który da się uwięzić w pułapce magnetycznej, można ochłodzić przez parowanie aż do kondensacji. Jeśli używa się pułapki optycznej w warunkach bardzo dalekich od rezonansu (np. pułapki dipolowej z laserem CO_2), stwierdzenie to można odnieść również do atomów, których nie można uwięzić w pułapce magnetycznej. Jednak w tym przypadku właściwy dobór warunków chłodzenia przez parowanie przy użyciu dostępnych dziś metod jest trudniejszy niż dla pułapki magnetycznej, a zmniejszenie siły wiązania pułapki w celu uniknięcia rekombinacji trójciałowej może również być niełatwe. Niemniej jednak można z dużą dozą pewności oczekiwać, że w przyszłości uzyska się kondensację B–E dla wielu różnych atomów i cząsteczek.

Dziękujemy za wsparcie ze strony Państwowej Fundacji Nauki, Biura Badań Marynarki USA oraz Państwowego Instytutu Wzorców i Techniki. W wielkiej mierze korzystaliśmy z ciężkiej pracy i inspiracji intelektualnej wielu naszych studentów i młodych współpracowników. Zaliczają się do nich: Brian Anderson, Mike Anderson, Steve Bennett, Eric Burt, Neil Claussen, Ian Coddington, Kristan Corwin, Liz Donley, Peter Engels, Jason Ensher, David Hall, Debbie Jin, Tetsuo Kishimoto, Heather Lewandowski, Mike Matthews, Jeff McGuirk, Chris Monroe, Chris Myatt, Nate Newbury, Scott Papp, Cindy Regal, Mike Renn, Jake Roberts, Peter Schwindt, David Sesko, Michelle Stephens, William Swann, Sarah Thompson, Thad Walker, Yingju Wang, Richard Watts, Chris Wood i Josh Zirbel. Pomocą służyło nam również wielu innych pracowników JILA, w tym John Bohn, Chris Greene i Murray Holland.

Tłumaczył *Krzysztof Góral*
Centrum Fizyki Teoretycznej PAN
Warszawa

Literatura

[1] S. Bose, *Z. Phys.* **26**, 178 (1924).
[2] A. Einstein, *Sitzungsber. Kgl. Preuss. Akad. Wiss.* **261** (1924).
[3] A. Einstein, *Sitzungsber. Kgl. Preuss. Akad. Wiss.* **3** (1925).
[4] A. Pais, *„Subtle is the Lord..."* (Oxford University Press, Oxford 1982); przekład polski: *Pan Bóg jest wyrafinowany... Nauka i życie Alberta Einsteina*, tłum. Piotr Amsterdamski (Prószyński i S-ka, Warszawa 2001).
[5] F. London, *Nature* **141**, 643 (1938).
[6] L. Tisza, *Nature* **141**, 913 (1938).
[7] C.E. Hecht, *Physica* **25**, 1159 (1959).
[8] W.C. Stwalley, L.H. Nosanow, *Phys. Rev. Lett.* **36**, 910 (1976).
[9] I.F. Silvera, J.T.M. Walraven, *Phys. Rev. Lett.* 44, 164 (1980).
[10] W.N. Hardy i in., *Physica* **109**, 1964 (1982).
[11] H.J. Hess i in., *Phys. Rev. Lett.* **51**, 483 (1983).
[12] B.R. Johnson i in., *Phys. Rev. Lett.* **52**, 1508 (1984).
[13] D.A. Bell i in., *Phys. Rev. B* **34**, 7670 (1986).
[14] R. Sprik, J.T.M. Walraven, I.F. Silvera, *Phys. Rev. B* **32**, 5668 (1985).
[15] H.F. Hess, *Phys. Rev. B* **34**, 3476 (1986).
[16] A.L. Migdall i in., *Phys. Rev. Lett.* **54**, 2596 (1985).
[17] V.S. Bagnato i in., *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2194 (1987).
[18] R.V.E. Lovelace i in., *Nature* **318**, 30 (1985).
[19] J.M. Doyle, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 603 (1991).
[20] J.M. Doyle, Ph.D. Thesis, Massachusetts Institute of Technology (1991).
[21] O.J. Luitin i in., *Phys. Rev. Lett.* **70**, 544 (1993).
[22] *Proceedings of the International School of Physics „Enrico Fermi"*, Course CXVIII, „Laser Manipulation of Atoms and Ions", red. E. Arimondo, W.D. Phillips, F. Strumia (North-Holland, Amsterdam 1991).
[23] S. Chu, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 685 (1998).
[24] C.N. Cohen-Tannoudji, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 707 (1998).
[25] W.D. Phillips, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 721 (1998).
[26] D.J. Wineland, H. Dehmelt, *Bull. Am. Phys. Soc.* **20**, 637 (1975).
[27] T.W. Hansch, A.L. Schawlow, *Opt. Commun.* **13**, 68 (1975).
[28] V. Letokhov, *Pisma v Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **7**, 348 (1968).
[29] J.E. Bjorkholm i in., *Phys. Rev. Lett.* **41**, 1361 (1978).
[30] W. Neuhauser i in., *Phys. Rev. Lett.* **41**, 1978 (1978).
[31] D.J. Wineland, R.E. Drullinger, F.L. Walls, *Phys. Rev. Lett.* **40**, 1639 (1978).
[32] S.V. Andreev i in., *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **34**, 463 (1981).
[33] J. Prodan i in., *Phys. Rev. Lett.* **54**, 992 (1985).
[34] W. Ertmer i in., *Phys. Rev. Lett.* **54**, 996 (1985).
[35] S. Chu i in., *Phys. Rev. Lett.* **55**, 48 (1985).
[36] S. Chu i in., *Phys. Rev. Lett.* **57**, 314 (1986).
[37] E.L. Raab i in., *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2631 (1987).
[38] P.D. Lett i in., *Phys. Rev. Lett.* **61**, 169 (1988).
[39] J. Dalibard i in., w: *Proceedings 11th International Conference on Atomic Physics* (World Scientific, Singapore 1989), s. 199.
[40] S. Chu i in., w: *Proceedings 11th International Conference on Atomic Physics* (World Scientific, Singapore 1989), s. 636.
[41] R.N. Watts, C.E. Wieman, *Opt. Lett.* **11**, 291 (1986).
[42] D.E. Pritchard i in., *Phys. Rev. Lett.* **57**, 310 (1986).
[43] D. Sesko i in., *Phys. Rev. Lett.* **63**, 961 (1989).
[44] T. Walker, D. Sesko, C. Wieman, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 408 (1990).
[45] D.W. Sesko, T.G. Walker, C.E. Wieman, *J. Opt. Soc. Am. B* **8**, 946 (1991).
[46] J. Dalibard, C. Cohen-Tannoudji, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2023 (1989).
[47] C. Monroe i in., *Phys. Rev. Lett.* **65**, 1571 (1990).
[48] C.R. Monroe, Ph.D. Thesis, University of Colorado (Boulder 1992).
[49] J.D. Gillaspy, I.F. Silvera, J.S. Brooks, *Phys. Rev. B* **40**, 210 (1989).
[50] Y. Kagan, I.A. Vartanyants, G.V. Shlyapnikov, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **81**, 1113 (1981).
[51] Y. Kagan, G.V. Shlyapnikov, I.A. Vartanyants, *Phys. Lett.* **A101**, 27 (1984).
[52] A. Lagendijk, I.F. Silvera, B.J. Verhaar, *Phys. Rev. B* **33**, 626 (1986).
[53] D.E. Pritchard, w: *Electronic and Atomic Collisions*, red. D.C. Lorents, W.E. Meyerhof, J.R. Peterson (North Holland, Amsterdam 1986), s. 593.
[54] C.R. Monroe i in., *Phys. Rev. Lett.* **70**, 414 (1993).
[55] N.R. Newbury, C.J. Myatt, C.E. Wieman, *Phys. Rev. A* **51**, R2680 (1995).
[56] E.A. Cornell, C. Monroe, C.E. Wieman, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 2439 (1991).
[57] K. Gibble, S. Chang, R. Legere, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 2666 (1995).
[58] C.J. Myatt i in., *Opt. Lett.* **21**, 290 (1996).
[59] E. Majorana, *Nuovo Cimento* **8**, 107 (1931).
[60] W. Petrich i in., *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3352 (1995).
[61] H.R. Thorsheim, J. Weiner, P.S. Julienne, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2420 (1987).
[62] J.D. Miller, R.A. Cline, D.J. Heinzen, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2204 (1993).
[63] P.D. Lett i in., *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2200 (1993).
[64] J.R. Gardner i in., *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3764 (1995).
[65] W.I. McAlexander i in., *Phys. Rev. A* **51**, R871 (1995).
[66] E.R.I. Abraham i in., *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1315 (1995).
[67] W. Ketterle i in., *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2253 (1993).
[68] M.H. Anderson i in., *Phys. Rev. A* **50**, R3597 (1994).
[69] W. Petrich i in., *J. Opt. Soc. Am. B* **11**, 1332 (1994).
[70] D. Pritchard, w: *Proceedings 11th International Conference on Atomic Physics* (World Scientific, Singapore 1989), s. 179.
[71] A.G. Martin i in., *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2431 (1988).

[72] R.V.E. Lovelace, T.J. Tommila, *Phys. Rev. A* **35**, 3597 (1987).
[73] M.H. Anderson i in., *Science* **269**, 198 (1995).
[74] M.H. Anderson i in., w: *Laser Spectroscopy, XII International Conference*, red. M. Inguscio, M. Allegrini, A. Sasso (World Scientific, Singapore 1996), s. 3.
[75] H. Rohner, w: *Proceedings of the 39th Symposium on the Art of Glassblowing* (American Scientific Glassblowing Society, Wilmington, Delaware 1994), s. 57.
[76] C.J. Myatt i in., *Phys. Rev. Lett.* **78**, 586 (1997).
[77] D.S. Jin i in., *Phys. Rev. Lett.* **77**, 420 (1996).
[78] F. Dalfovo i in., *Rev. Mod. Phys.* **71**, 463 (1999).
[79] D.S. Jin i in., *Phys. Rev. Lett.* **78**, 764 (1997).
[80] P.O. Fedichev, G.V. Shlyapnikov, *Phys. Rev. A* **58**, 3146 (1998).
[81] R.J. Dodd i in., *Phys. Rev. A* **57**, R32 (1998).
[82] D.A.W. Hutchinson, E. Zaremba, A. Griffin, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 1842 (1997).
[83] W.V. Liu, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 4056 (1997).
[84] P.O. Fedichev, G.V. Shlyapnikov, J.T.M. Walraven, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 2269 (1998).
[85] H.T.C. Stoof, informacja prywatna.
[86] B. Jackson, E. Zaremba, cond-mat/0201115.
[87] M.R. Matthews i in., *Phys. Rev. Lett.* **81**, 243 (1998).
[88] D.S. Hall i in., *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1539 (1998).
[89] D.S. Hall i in., *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1543 (1998).
[90] E.A. Cornell i in., *J. Low Temp. Phys.* **113**, 151 (1998).
[91] M.R. Matthews i in., *Phys. Rev. Lett.* **83**, 3358 (1999).
[92] M.R. Matthews i in., *Phys. Rev. Lett.* **83**, 2498 (1999).
[93] J.E. Williams, M.J. Holland, *Nature* **401**, 568 (1999).
[94] B.P. Anderson i in., *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2857 (2000).
[95] E.A. Burt i in., *Phys. Rev. Lett.* **79**, 337 (1997).
[96] Y. Kagan, B.V. Svistunov, G.V. Shlyapnikov, *Pisma v Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **42**, 169 (1985).
[97] E. Tiesinga, B.J. Verhaar, H.T.C. Stoof, *Phys. Rev. A* **47**, 4114 (1993).
[98] N.R. Newbury, C.J. Myatt, C.E. Wieman, *Phys. Rev. A* **51**, R2680 (1995).
[99] C.R. Monroe i in., *Phys. Rev. Lett.* **70**, 414 (1993).
[100] S. Inouye i in., *Nature* **392**, 151 (1998).
[101] P. Courteille i in., *Phys. Rev. Lett.* **81**, 69 (1998).
[102] J.L. Roberts i in., *Phys. Rev. Lett.* **81**, 5109 (1998).
[103] V. Vuletic i in., *Phys. Rev. Lett.* **82**, 1406 (1999).
[104] J.L. Roberts i in., *Phys. Rev. Lett.* **86**, 4211 (2001).
[105] S.L. Cornish i in., *Phys. Rev. Lett.* **85**, 1795 (2000).
[106] E.A. Donley, *Nature* **412**, 295 (2001).
[107] E.A. Donley, N.R. Claussen, S.T. Thompson, C.E. Wieman, *Nature* **417**, 529 (2002).

Jak przełamać lęk przed fizyką?

Wiktor Niedzicki*

Wydział Mechatroniki, Politechnika Warszawska

Overcoming the fear of physics

Abstract: Why are people scared of physics? Who is to blame? People see physics as boring mathematical exercises and rules. Why cannot we present our fascination with Nature? Why physics is taught in school without fun and without adventure of discovery? How can we make people understand Nature? Home equipment can be used to explain fundamentals of physics. Simple experiments outside laboratories are very often closer to everyday life of pupils and students. Didactics of physics is a new branch of science and has to be explored. We have to find a new approach to teaching physics. The author's experience in TV science programs and physics shows is presented. What can physicists do together for better public understanding of physics?

„Jak ja nie lubię fizyki!" Z taką reakcją na samo słowo „fizyka" spotykamy się najczęściej. Ludzie boją się fizyki! Przyczyn jest wiele. Jednym z najważniejszych winowajców jest szkoła. Mała liczba lekcji i brak dobrze wyposażonych pracowni to jednak tylko część przyczyn takiego stosunku do najważniejszej nauki. Paradoksalnie, głównym powodem niechęci do fizyki są jej osiągnięcia i... styl pracy wyższych uczelni.

Bez wątpienia współczesne osiągnięcia fizyki są coraz bardziej hermetyczne, trudne do zrozumienia dla niefachowca. Niestety, sami twórcy niewiele robią w celu ułatwienia ludziom życia, choć publicznie wszyscy deklarują potrzebę popularyzacji [1]. W wielu krajach, także w Polsce, w dążeniu do zdobycia większej liczby odbiorców i zamieszczenia większej ilości drogich reklam media coraz mniej uwagi poświęcają współczesnym odkryciom. Również szkoła nie informuje uczniów o postępach współczesnej fizyki. W najlepszym przypadku wiedza zatrzymuje się na poziomie pierwszej połowy XX w. Nowsze odkrycia nie trafiają do szkoły.

Naukowcy zajmujący się fizyką jądra atomowego już od dawna zauważają podświadomy lęk odbiorców. Ta gałąź fizyki kojarzy się z Hiroszimą i Czarnobylem. Tylko nieliczni rozumieją, czym zajmują się naukowcy. Prof. Jurij Oganessjan ze Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych w Dubnej w rozmowie ze mną podkreślał konieczność atrakcyjnej popularyzacji tej dziedziny. Popularyzacji, która pokaże fascynujące perspektywy badań i pomoże opanować lęk. Dlatego największe organizacje naukowe, jak CERN, ESA, ESO, organizują imprezy mające upowszechnić osiągnięcia fizyki [2], przygotowują strony internetowe, prezentacje multimedialne, wystawy objazdowe, muzea nauki itp. Moim zdaniem w tym przypadku szalenie ważne jest pokazanie w sposób zrozumiały narzędzi i metod stosowanych w fizyce. Jeszcze ważniejsze jest zrozumienie celów tych prac.

A przecież to właśnie dzięki badaniom naukowym powstają nowe techniki i nowe urządzenia. Niestety, brak wiedzy fizycznej sprawia, że działanie nowego sprzętu będzie coraz mniej zrozumiałe

*Autor zajmuje się popularyzacją wiedzy. Opracował wiele programów z zakresu fizyki dla Telewizji Polskiej (przyp. Red.).

dla niefachowców. W ten sposób fizyka powoli staje się podobna do magii. Rodzi to lęk przed nieznanym. Można się obawiać, że ten lęk zrodzi nie tylko coraz powszechniejszą ucieczkę od fizyki w stronę np. parapsychologii, UFO, uzdrowicieli, wiary w horoskopy i wróżby, ale także może się obrócić przeciw samym fizykom. Oby nieświadomi ludzie nie zaczęli wprowadzać w odniesieniu do badań fizycznych ograniczeń podobnych do tych, jakie obowiązują specjalistów od klonowania, od organizmów zmienionych genetycznie i wielu innych.

Drugą, pośrednią przyczyną lęku przed fizyką jest styl pracy wyższych uczelni. Jak wiadomo, egzaminy wstępne na wiele kierunków studiów polegają na szybkim rozwiązywaniu zadań. Nic zatem dziwnego, że nauczyciele w liceach uczą głównie wzorów i właśnie sprawnego rozwiązywania zadań. Podobnie jest w szkole podstawowej i w gimnazjum, które przygotowują swoich absolwentów do czekających ich egzaminów. Tu także królują formułki i rozwiązywanie zadań. Na pokaz, eksperyment, obserwację zjawisk przyrody oraz na refleksję dotyczącą fundamentów fizyki po prostu nie ma czasu. Nawet w renomowanych szkołach uczniowie spoza wzorów nie widzą zjawisk fizycznych. Jeszcze gorzej jest z rozumieniem tego, co nas otacza. Zacytować prawo Archimedesa to żadna sztuka. Zrozumienie, dlaczego metalowy statek pływa po wodzie, a metalowa kulka w niej tonie, okazuje się znacznie trudniejsze. Od czasu do czasu spotykam się z uczniami i pokazuję to, co mnie samego fascynuje. Stykam się wówczas wręcz z niedowierzaniem: — I to też jest fizyka? Te nudne zadania i te zabawne, ciekawe, a przede wszystkim proste doświadczenia oraz ich fascynujące zastosowania?

Przykre, że większość nauczycieli fizyki zapomniała o fascynacji swoją dziedziną wiedzy. W efekcie rosną nam zastępy młodych ludzi, którzy nie rozumieją tak prostych zjawisk, jak wyładowania elektryczne czy ciśnienie atmosferyczne (o trudniejszych nawet nie warto wspominać), którzy chętnie wierzą w istnienie *perpetuum mobile*, którym można wmówić cudowne urządzenia i śmiertelną szkodliwość każdego promieniowania. Nierzadko są to nawet inżynierowie, którzy potrafią dobrze liczyć, ale trudno im zrozumieć stosunkowo proste zjawiska (np. dlaczego śmieci kosmiczne i meteoryty rzadko spadają nam na głowę). Ilu nauczycieli potrafi powiedzieć, jaka energia jest potrzebna do zagotowania szklanki wody? Czy potrafią to porównać z pracą wykonywaną w życiu codziennym? A jak wytłumaczyć moc potrzebną do oświetlenia pokoju? Ile osób wie, że każda stuwatowa żarówka wymagałaby zatrudnienia jednego niewolnika, który cały wieczór kręciłby pedałami, napędzając dynamo? Ilu niewolników zatrudniamy w naszych domach? A przecież bez dogłębnego rozumienia przyrody i zjawisk zachodzących w naszym otoczeniu trudno mówić o postępie, nowych technologiach, o ochronie środowiska itd. Nieświadomi nabywcy licznych urządzeń, także tych domowych, nie są w stanie wykorzystać możliwości, jakie dają ich zakupy.

Odsuwanie od siebie wszystkiego, co się wiąże z fizyką, owocuje także wypadkami przy pracy i zapóźnieniem cywilizacyjnym. I nic tu nie pomogą szkolenia BHP. Łatwo tę wiedzę wyrzucić z pamięci. Czy uczeń, który w szkole dobrze poznał prawa fizyki, jest w stanie o nich zapomnieć?

Przełamanie lęku przed fizyką to zadanie dla wszystkich – naukowców, wykładowców akademickich, nauczycieli w szkołach i metodyków. Nie na darmo postuluje się, by dydaktyka fizyki była traktowana jak odrębna dyscyplina naukowa [3,4]. Przełamanie lęku przed fizyką to zadanie także dla ludzi, którzy zawodowo zajmują się popularyzacją fizyki [5]. Ta ostatnia grupa, choć bardzo nieliczna, stara się przybliżyć nowe osiągnięcia fizyki. Dysponuje coraz większymi możliwościami technicznymi. Dziś fotografie uzyskane w różnych zakresach widma elektromagnetycznego, zdjęcia mikroskopowe lub pochodzące z teleskopu kosmicznego, obrazy bardzo zwolnione lub przyspieszone, pozwalają na wciągnięcie widza w fascynujący świat odkryć. Nowa technika pozwala oddziaływać na emocje odbiorców. Pokazanie zespołów naukowców, ich nierzadko ogromnych i wyrafinowanych narzędzi badawczych stwarza, jak się wydaje, ogromne możliwości. Niestety, kryją się tu co najmniej dwie pułapki.

Po pierwsze, te cuda współczesnej techniki znakomicie pobudzają wyobraźnię ludzi młodych, dobrze przygotowanych, zaś starsi, gorzej wykształceni, odbierają pokazywane obrazy jak sztuczki czarnoksiężnika. Bariera poznawcza powoduje u takich odbiorców raczej utrwalenie irracjonalnego strachu przed fizyką. Po drugie, ist-

nieje także pułapka związana z naszą „kulturą obrazkową". Komiksy, barwne reklamy i teledyski muzyczne zmuszają do stosowania w programach telewizyjnych, filmach czy prezentacjach komputerowych (m.in. CD-ROM-y lub Internet) szybkich sekwencji migających, fascynujących obrazków. Sprawiają one, że forma zaczyna dominować nad treścią. W ten sposób odbiorcę przyzwyczaja się do złudnego obrazu świata. Także fizyki. Obrazu prostego, ale za to olśniewającego feerią barw, zdarzeń i kształtów.

W efekcie widz coraz częściej szuka taniej sensacji. Najchętniej takiej, która nie zmusza go do myślenia. Na ekranie odkrycie goni odkrycie, zaskakujący obraz jest natychmiast wypierany przez kolejną rewelację, a ta przez nowe odkrycie. W rezultacie pojawia się złudzenie rozumienia zjawisk. Podświadomy lęk przed fizyką zostaje. Widz pozostaje ze świadomością, że nie jest w stanie zrozumieć tego, co przedstawia mu się jako problemy łatwe dla naukowców i autorów programów. Oni są mądrzy, a ja już nigdy tego nie ogarnę. Dodatkowo warto wspomnieć o coraz mniejszej liczbie telewizyjnych programów o fizyce (a także o innych dziedzinach wiedzy), nadawanych w coraz gorszych godzinach oglądalności.

Oczywiście, do walki z owym lękiem można by wykorzystać Internet. Niestety, korzystają z niego ci lepiej wyedukowani, a więc ci, którzy potrzebują stosunkowo najmniej pomocy w oswajaniu się z fizyką. Czy zatem nowoczesne metody i techniki popularyzacji nauki nie mogą tu pomóc? Znakomitym medium mogącym służyć do wyjaśniania zjawisk fizycznych są komputery. Symulacje skomplikowanych zjawisk pozwalają zrozumieć zjawiska statystyczne, ale także np. zasady zachowania. Nieocenioną pomocą są animacje komputerowe. Dzięki nim możemy wyobrazić sobie zjawiska, których nigdy nie uda się nam zobaczyć. Jeszcze innym środkiem pomagającym w rozumieniu fizyki są filmy dydaktyczne i popularnonaukowe. Przede wszystkim przemawiają językiem, który znacznie łatwiej trafia do współczesnego odbiorcy. Po wtóre, w krótkim czasie mogą zawrzeć wiele treści. Autor tego artykułu sam zrealizował ponad 20 filmów popularnonaukowych dotyczących różnych aspektów fizyki. Filmy z cyklu „Komitet Badań Naukowych przedstawia" są wykorzystywane w szkołach i na uczelniach w całym kraju.

Nauczyciel może pokazać film czy symulację komputerową, ale powinien wzbogacić je o swój komentarz. Ani komputer, ani kaseta z filmem nie zastąpią bowiem kontaktu z żywym człowiekiem. Jak taki kontakt jest ważny, świadczą rozmaite festiwale nauki i pikniki naukowe. Ich sukces zasadza się na stworzeniu możliwości obcowania zwykłych ludzi z naukowcami. Sądzę, że takie widowiska naukowe mają ogromną przyszłość. Już dziś obserwujemy rodzenie się kolejnych imprez, także w niedużych ośrodkach naukowych, a nawet i poza nimi. Nie słyszałem, by ich twórcy narzekali na brak widzów. Sam uczestniczyłem w Szkolnym Festiwalu Nauki we wsi Cząstków pod Warszawą. To było prawdziwe święto szkoły. Takie imprezy nie są bardzo kosztowne. Przecież sporą część gmin stać na zorganizowanie podobnych wydarzeń. Oczywiście pod warunkiem, że nauczyciele fizyki zechcą się zaangażować w takie przedsięwzięcia.

Przed kilku laty realizowałem i prowadziłem w TVP programy „Cyrk fizyków". Miały one dużą widownię. Jeszcze dziś stykam się ze studentami, którzy swoją fascynację fizyką datują od obejrzenia tych widowisk. Na świecie istnieją „latające cyrki fizyków" – grupy entuzjastów prostych pokazów. Mają oni przygotowane duże instalacje, które pozwalają przeprowadzić kilka lub kilkanaście ciekawych eksperymentów – od maszyn prostych przez optykę do grawitacji. Uczestniczą w wielkich imprezach plenerowych. To sprawdzony na świecie sposób dotarcia do dużych mas widzów. Jeszcze innym sposobem oswojenia odbiorców z fizyką mogłyby być pokazy doświadczeń, np. w ramach zajęć fakultatywnych w szkołach. To nieprawda, że brakuje laboratoriów. Przecież wszystko jest fizyką. Dziecięce zabawki znakomicie pozwalają poznawać podstawowe zjawiska fizyczne. Przecież zabawki powstały właśnie po to, by przygotować młodych ludzi do dorosłego życia. Temu celowi służą lalki, małe pojazdy, zestawy do majsterkowania. Niestety, dziś łatwiej kupić dziecku urządzenie sterowane radiem czy komputerem, niż zabawkę ciekawie pokazującą zastosowania dźwigni, różne wahadła, bąki, zwierciadła. Przy odrobinie wysiłku można jednak zdobyć zabawki edukacyjne. Wydaje się, że ich zestawy mogłyby produkować dla szkół warsztaty wielu wydziałów fizyki lub ośrodki badawczo-rozwojowe narzekające na brak klientów i funduszy. Powstały już dwa filmy

„Fizyka zabawek" będące katalogami zawierającymi w sumie ok. 70 zabawek, które pozwalają poznać zasady fizyki.

Inną możliwością popularyzacji podstaw fizyki są urządzenia domowe. Nasza łazienka i kuchnia są znakomitymi laboratoriami. Nauczyciel mówiąc o cieczach może skorzystać z lekkich plastikowych elementów stosowanych przez hydraulików w domowych instalacjach. Można także wykorzystać zestawy ogrodowe do podlewania. Mają liczne i łatwe do zastosowania połączenia oraz końcówki. Za ich pomocą można prezentować zmiany ciśnienia przy połączeniach równoległych i szeregowych. Cena takich elementów nie przekracza w sumie 150 zł. Sądzę, że większość szkół stać na taki wydatek. Istnieją setki prostych doświadczeń, które można zrealizować w taki sposób. Zjawiska zachodzące podczas gotowania obiadu i obserwowane podczas kąpieli lub np. choinkowe instalacje elektryczne są znakomitym materiałem ilustrującym lekcje fizyki.

Przed kilku laty realizując telewizyjne programy „Kuchnia" przedstawiłem ok. 400 prostych pokazów. Dziś 40 programów z tego cyklu jest dostępnych na kasetach przygotowanych przez TVP i MEN. Inne pokazy może przygotować uczniom każdy nauczyciel – jeśli ma inwencję, czas lekcyjny i minimalne środki finansowe.

Oczywiście w hurtowniach zaopatrujących szkoły można znaleźć wiele gotowych zestawów do wykonywania pokazów z takich dziedzin, jak podstawy nauki o elektryczności, światło, magnetyzm itp. Wydaje się, że lepsze są jednak przedmioty codziennego użytku. Przecież na lekcjach o prądzie elektrycznym można pokazać chociażby szkolną lub domową instalację elektryczną (zwracając przy okazji uwagę na stosowane zabezpieczenia), a na lekcjach o maszynach prostych można przenieść się do warsztatu stolarskiego lub wulkanizatorskiego, gdzie różne maszyny proste znajdują zastosowanie.

Przedmioty codziennego użytku pokazują po pierwsze, że fizyka dotyczy nie tylko specjalnych narzędzi i zestawów demonstracyjnych. Po drugie, zjawiska obserwowane dzięki przedmiotom dnia codziennego stają się bardziej swojskie, bliskie – znika zatem lęk. Po trzecie wreszcie, dzięki takim przedmiotom nauka staje się bardzo praktyczna i ma szanse zostać wykorzystana w życiu każdego z uczniów niezależnie od tego, czy w przyszłości zostanie uczonym, czy woźnym w szkole. Dawno temu prof. Tadeusz Skaliński opowiadał, jak w niewoli niemieckiej uratował swoje życie, zostając obozowym elektrykiem. Inni naukowcy pracowali w warsztatach. Fizyka zastępowała im przygotowanie ściśle zawodowe.

To nieprawda, że fizyka musi być trudna. To nieprawda, że nie można tej wiedzy przekazywać tak, by była zrozumiała dla każdego. Niestety, dość często zdarzają się wypowiedzi popularyzujące, które w gruncie rzeczy wymagałyby dodatkowego tłumaczenia. Napisanie ciekawego, dobrego artykułu o fizyce nie jest łatwe [6]. Wiedzą o tym dobrze redaktorzy *Wiedzy i Życia* czy *Świata Nauki*. Rosyjski uczony, znany fizyk, akademik Florow apelował: „Mówcie i piszcie tak, żeby nawet dla akademika wszystko było jasne". Takie zadanie bywa bardzo trudne, ale... społeczeństwo nie składa się z noblistów. Jeśli to społeczeństwo nie rozumie i boi się fizyki, to przyszłość rysuje się dość ponuro. Dlatego musimy walczyć z lękiem. Lękiem przed fizyką.

Dowcipny, nowy, atrakcyjny pokaz lub wykład powinien być nagradzany i szeroko upowszechniany wśród nauczycieli. Trzeba go pokazywać możliwie często. Wielka tu rola Polskiego Towarzystwa Fizycznego. Od jego władz i działaczy zależy, czy lęk przed fizyką będzie rósł, czy malał. Fizyka musi stać się atrakcyjna i bliska każdemu. To nasza szansa.

Autor wyraża podziękowanie prof. dr hab. Jerzemu Warczewskiemu (Instytut Fizyki Uniwersytetu Śląskiego) za cenne dyskusje i wskazówki.

Literatura

[1] J. Warczewski, „Popularyzacja jako nieodłączne narzędzie dydaktyki fizyki", w: *Wiedza fizyczna i jej przekaz* (Wydawnictwo Naukowe WSP, Kraków 1999).

[2] J. Turnau, „O popularyzacji fizyki", *Postępy Fizyki* **49**, 158 (1998).

[3] J. Warczewski, „Dydaktyka fizyki jako dyscyplina naukowa", *Postępy Fizyki* **50**, zeszyt dodatkowy, 70 (1999).

[4] J. Warczewski, „Uwagi o podstawach dydaktyki fizyki", *Postępy Fizyki* **50**, 194 (1999).

[5] W. Niedzicki, wykład „Popularyzacja nauki w mediach", *Wiadomości Uczelniane* (Politechnika Opolska, listopad 1997).

[6] A. Starzec, *Współczesna polszczyzna popularnonaukowa* (Wydawnictwo Uniwersytetu Opolskiego, Opole 1999).

Odkrycie promieniotwórczości dwuprotonowej

Jan Żylicz

Instytut Fizyki Doświadczalnej, Uniwersytet Warszawski

Discovery of two-proton radioactivity

Badania nuklidów dalekich od ścieżki trwałości β są jednym z głównych nurtów współczesnej fizyki jądrowej [1]. Ich celem jest m.in. poszukiwanie nowych sposobów rozpadu promieniotwórczego. Do poszukiwanych zjawisk należała promieniotwórczość dwuprotonowa, tj. jednoczesna emisja dwóch protonów ze stanu podstawowego (rozpad 2p). Ten proces był przewidziany przez Goldanskiego w 1960 r. [2]. Upłynęło ponad 40 lat, nim został on odkryty przez zespół fizyków pod kierunkiem Marka Pfützнera [3].

Przypomnijmy: przy ustalonej liczbie atomowej Z energia separacji protonu S_p maleje w miarę przechodzenia do coraz lżejszych izotopów. W końcu dochodzi się do izotopów o $S_p < 0$, które są nietrwałe ze względu na emisję protonu. Rozpad p został odkryty na początku lat 80. Zasługą Goldanskiego było zauważenie, że w przypadku neutrono-deficytowych nuklidów o parzystym Z, w których istotne są siły wiązania par protonów, S_p może być jeszcze dodatnie, gdy energia separacji pary protonów S_{2p} jest już ujemna. Spełniony jest wtedy warunek konieczny zachodzenia rozpadu 2p. Prawdopodobieństwo rozpadu musi być jednak dostatecznie duże, by mógł on konkurować z przemianą β.

Prace teoretyków wskazywały, że jednym z najlepszych kandydatów do odkrycia rozpadu 2p jest izotop $^{45}_{25}$Fe o $S_p > 0$ i $S_{2p} \approx -1$ MeV. Jego niedobór neutronów względem średniej wartości dla trwałych izotopów żelaza wynosi ok. 11. Dla wytworzenia tego egzotycznego nuklidu odpowiednia wydawała się reakcja fragmentacji jąder ^{58}Ni. Została ona zastosowana w ośrodkach GSI (Darmstadt, Niemcy) i GANIL (Caen, Francja), które posiadają odpowiednie akceleratory, separatory fragmentów i układy pomiarowe. Międzynarodowe zespoły przeprowadziły trzy eksperymenty. Pierwszy (GSI, 1995 r.) przyniósł obserwację 3 jonów ^{45}Fe. Drugi (GANIL, 2000 r.) potwierdził istnienie ^{45}Fe, ale pierwotna analiza wyników nie doprowadziła do identyfikacji procesu 2p. W związku z tym wykonany został trzeci eksperyment (GSI, 2001 r.).

W trzecim eksperymencie udział wzięli przedstawiciele ośmiu ośrodków z kilku krajów. Uniwersytet Warszawski był reprezentowany przez pięciu fizyków. Ich rola była szczególnie istotna. Marek Pfützner przedstawił Komitetowi GSI projekt eksperymentu, a następnie kierował jego realizacją. Wspólnie ze swoimi polskimi kolegami zastosował najnowszą technikę cyfrowego zbierania i selekcji danych. Wyniki sześciodniowych pomiarów poddał wnikliwej analizie. Zidentyfikował 4 rozpady ^{45}Fe o energii $1{,}1 \pm 0{,}1$ MeV. Podał przekonujące argumenty, że zdarzenia te należy łączyć z rozpadem 2p o okresie połowicznego zaniku $3{,}2^{+2,6}_{-1,0}$ ms, a wyzwalana energia jest sumą energii kinetycznej obu protonów.

Fizycy z Francji, informowani o przebiegu analizy wyników trzeciego eksperymentu, wrócili do danych z 2000 r. i potwierdzili wnioski Pfütznera [4].

Łączna energia dwóch protonów emitowanych przez ^{45}Fe jest niższa od kulombowskiej bariery potencjału. Emisja jest możliwa dzięki efektowi tunelowemu. Oznacza to bardzo ostrą zależność prawdopodobieństwa od energii rozpadu. Pomiar energii i ocena okresu połowicznego zaniku pozwalają już na wstępną weryfikację teorii. Okresy połowicznego zaniku przewidywane dla ^{45}Fe przez teoretyków zawarte są w przedziale od kilku mikrosekund do kilkunastu milisekund. Dla głębszego wniknięcia w istotę rozpadu konieczny będzie pomiar energii każdego z protonów oraz określenie ich rozkładu kątowego. Jednak pierwszy ważny krok został już uczyniony. Planowanie dalszych badań będzie przez to znacznie ułatwione.

Literatura

[1] J. Żylicz, *Postępy Fizyki* **49**, 247 (1998).

[2] V.I. Goldansky, *Nucl. Phys.* **19**, 482 (1960).

[3] M. Pfützner i in., *Eur. Phys. Journal*, w druku.

[4] J. Giovinazzo i in., *Phys. Rev. Lett.*, przesłane do druku.

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

Europejskie Źródło Spalacyjne

Spotkanie „ESS European Conference" odbyło się w dniach 16–17 maja 2002 r. w Bonn. Obrady toczyły się w gmachu, w którym przed zjednoczeniem Niemiec obradował Bundestag, a obecnie jest to centrum kongresowe.

Na wstępie należy wyjaśnić, że ESS (The European Spallation Source) to Europejskie Źródło Spalacyjne (skrót ESS odczytuje się też jako European Source of Science – Europejskie Źródło Nauki). W środowisku naukowców prowadzących badania z zastosowaniem wiązek neutronów powstała przed 15 laty idea zbudowania źródła neutronów o dużym natężeniu, co umożliwiłoby zbadanie nowych zjawisk i wyjaśnienie dotychczas nierozwiązanych problemów. Celem projektu ESS jest zbudowanie niekonwencjonalnego źródła neutronów, w którym intensywną wiązkę neutronów będziemy uzyskiwali na drodze nie rozszczepienia, a na skutek innej reakcji jądrowej: protony przyspieszane do wysokich energii (rzędu GeV) bombardują tarcze wykonaną z ciężkiego pierwiastka i w wyniku silnego wzbudzenia jądra pojawia się kaskada zawierająca 30–50 neutronów na proton. Potrzeba zbudowania tego urządzenia wynika z jednej strony z dążenia do rozszerzenia obszaru badań, a z drugiej z konieczności zapewnienia możliwości kontynuacji badań, ponieważ z istniejących obecnie 26 źródeł neutronów tylko 5 będzie działało po roku 2015. Planowane źródło swoim natężeniem wiązki neutronów ma przekroczyć wszystkie istniejące obecnie na świecie źródła. Ze względu na wysokie koszty projekt może być zrealizowany wyłącznie we współpracy międzynarodowej i stał się jednym z celów naukowców jednoczącej się Europy. Dużą rolę w promocji projektu odegrało Europejskie Towarzystwo Rozpraszania Neutronów.

W chwili obecnej opracowany jest już w szczegółach projekt tego urządzenia. W pracach tych uczestniczyło 16 instytutów z Europy Zachodniej oraz 2 z Rosji. W tej sytuacji komitet międzynarodowy, który opracował projekt, postanowił przedstawić go szerokiej społeczności naukowców. Spotkanie połączone było z dobrze zorganizowaną konferencją naukową. Konferencja skupiła ok. 700 naukowców, co świadczy o ilości osób pracujących i zainteresowanych w prowadzeniu badań przy zastosowaniu rozpraszania neutronów. Uczestnicy (w tym 19 z Polski) przedstawili wyniki swoich prac w postaci plakatów w liczbie ok. 350.

W sesjach plenarnych zaprezentowano referaty przeglądowe bezpośrednio dotyczące projektowanego źródła: 1) „ESS – pierwsze źródło neutronów" (J.L. Laclare), 2) „ESS – przyszłe źródło dla europejskich naukowców" (R. Cywiński), oraz obecnie rozwijających się kierunków badań z zastosowaniem rozpraszania neutronów, które powinny być przedmiotem prac przy użyciu ESS. Wprowadzeniem były dwa referaty: prof. D. Richtera „Nowe horyzonty w nauce i technologii" i prof. P. Withersa „Informacje dla techniki".

W dalszej części zaprezentowano bardziej szczegółowe referaty: „Wewnątrz komórki biologicznej" (O. Byron), „Poza procesor Pentium – nanotechnologia i kwantowa technika" (G. Aeppli), „Rozwój czystych technologii i ochrona środowiska: wyzwanie dla badaczy" (B. David), „Atomy domieszek – ich lokalizacja i rola" (R.R. Greevy), „Fluktuacje w ciele stałym" (C. Vettier), „Nano-

materiały – wyzwanie dla technik rozpraszania neutronów" (H. Zebel), „Miękka materia. Molekuły kompleksowe w skali makroskopowej" (J. Calmenero), „Molekuły i biologia komórki" (J. Zecai), „Neutrony, cząstki i kosmologia" (D. Dubbers).

Podaję tytuły referatów, aby Czytelnik mógł zorientować się w kierunkach światowych badań oraz w zakresie tematyki, jaka będzie realizowana przy proponowanym źródle neutronów.

W trakcie obrad, tak w sesji plenarnej jak i plakatowej, zaprezentowały się ośrodki, które chcą podjąć się budowy tego urządzenia. Są to dwa ośrodki niemieckie: w Jülich i Halle, angielski w Yorkshire oraz wspólny projekt krajów skandynawskich (Dania, Norwegia i Szwecja) w Lund.

Ciekawym pomysłem organizatorów było zorganizowanie w dniu 15 maja satelitarnych seminariów dla naukowców z poszczególnych krajów europejskich. Dzięki finansowemu wsparciu organizatorów odbyło się również spotkanie polskich naukowców, w którym uczestniczyło 18 osób reprezentujących Częstochowę, Kraków, Poznań i Warszawę. Wygłoszono 15 referatów z prac własnych. Prace przedstawione przez polskich naukowców koncentrowały się wokół dwóch zagadnień: 1) dynamiki sieci krystalicznej w złożonych układach molekularnych; badania nad tym zagadnieniem prowadzone są głównie przy współpracy ze Zjednoczonym Instytutem Badań Jądrowych w Dubnej; 2) struktury magnetycznej oraz dynamiki w tych układach; badania nad tym zagadnieniem prowadzone są w Świerku oraz we współpracy z ośrodkami z Europy Zachodniej.

W podsumowaniu należy stwierdzić, że polscy naukowcy swoją obecnością i jakością przedstawionych prac pokazali, że mimo trudności z uzyskaniem dostępu do źródeł neutronów kontynuują i rozwijają badania swoich znakomitych poprzedników.

Wieczorna wycieczka statkiem po Renie umożliwiła uczestnikom przeprowadzenie wielu nieformalnych rozmów, również z ważnymi osobami. Wyraźnie odczuwa się u partnerów z krajów Europy Zachodniej zaniepokojenie trudną sytuacją nauki w Polsce i, w związku z tym, małymi szansami na włączenie się polskiego środowiska naukowego w realizację wspólnych europejskich projektów, m.in. ESS.

Andrzej Szytuła
Instytut Fizyki UJ
Kraków
oraz Polskie Towarzystwo
Rozpraszania Neutronów

RECENZJE

Wielkie spory w fizyce kwantowej

Franco Selleri: *Wielkie spory w fizyce kwantowej*, przełożył Bogdan Lange, Wydawnictwo Uniwersytetu Gdańskiego, Gdańsk 1999, s. 190.

W dwanaście lat po ukazaniu się włoskiego oryginału książki *Paradossi e realtà* wybitnego włoskiego fizyka Franco Selleriego, autora ponad 200 publikacji dotyczących mechaniki kwantowej i teorii względności, Wydawnictwo Uniwersytetu Gdańskiego wydało jej polskie tłumaczenie. Od razu trzeba stwierdzić, że w przekonaniu recenzenta była to bardzo trafna decyzja, ponieważ treści zawarte w omawianej książce wcale się przez ten czas nie zdezaktualizowały. Wręcz przeciwnie, obchodzone ostatnio w wielu krajowych środowiskach fizyków 100-lecie początków teorii kwantów (tzn. słynnego wykładu Maksa Plancka) jasno pokazały, że kwestie interpretacji mechaniki kwantowej, jej miejsca w fizyce i znaczenia dla szeroko rozumianej filozofii nauki wciąż budzą gorące dyskusje i spory te są dalekie od zakończenia.

Selleri w swej książce (pomimo jej niewielkiej objętości) porusza całkiem spory zakres zagadnień. W jej pierwszych rozdziałach przedstawia podstawowe problemy związane ze statusem mechaniki kwantowej, stanowiące przedmiot sporu wśród fizyków od samych jej początków. Autor dużą uwagę przywiązuje np. do znanych zastrzeżeń Einsteina do kompletności mechaniki kwantowej i tzw. interpretacji kopenhaskiej. Bardzo przekonująco uzasadnia, dlaczego dość powszechne mniemanie (wynikające głównie z wręcz oszałamiającej skuteczności mechaniki kwantowej w opisie mikroświata) o niesłuszności zastrzeżeń Einsteina jest z zasadniczych powodów co najmniej przedwczesne. Sporo uwagi także poświęca poglądom Erwina Schrödingera i Louisa de Broglie'a, którzy mimo odegrania kluczowej roli w rozwoju mechaniki kwantowej do końca nie pogodzili się z jej standardową interpretacją.

W rozdziale II „Problem przyczynowości" (który w opinii recenzenta jest jednym z najważniejszych w książce) Autor zamieścił także dyskusję znanych paradoksów, np. „skrzynki de Broglie'a", „kota Schrödingera" czy „przyjaciela Wignera", do których prowadzi konsekwentne podtrzymywanie przekonania o kompletności teorii kwantowej. Znaczenie i historia słynnego twierdze-

nia von Neumanna z 1932 r. o niemożliwości przyczynowego uogólnienia mechaniki kwantowej, w powszechnej opinii uznane za ostateczną falsyfikację wszelkich odmian teorii parametrów ukrytych, również jest przedstawione w tym rozdziale. Autor podkreśla znaczenie przełomowego odkrycia Johna Bella z 1965 r., który – pokazując słabe punkty w założeniach dowodu von Neumanna – spowodował, że „twierdzenie von Neumanna przeszło w ten sposób nagle z roli wału obronnego akauzalnej natury fizyki kwantowej do roli ciekawostki matematycznej" (s. 41).

Rozdział III „Dualizm falowo-korpuskularny" zawiera przede wszystkim opis podstawowych doświadczeń interferencyjnych ilustrujących to zagadnienie, zwłaszcza dla pojedynczych fotonów lub elektronów. Szczególnie ciekawe jest również przedstawienie osiągnięć Davida Bohma i jego koncepcji potencjału kwantowego oraz dyskusja zagadnienia tzw. fali pustej (s. 82).

Rozdział IV poświęcony jest dyskusji fundamentalnych pojęć wprowadzonych do teorii kwantów przez twórców tzw. szkoły kopenhasko-getyńskiej: nieoznaczoności i komplementarności. Autor nie tylko relacjonuje znane poglądy Bohra i Heisenberga, ale przedstawia również oryginalny wkład badań Wheelera, m.in. koncepcje eksperymentów z opóźnionym wyborem (s. 113). Bardzo ciekawe są rozważania wskazujące na fakt ogromnego wpływu korzeni filozoficznych i otoczenia kulturowego Bohra na jego sformułowanie zasady komplementarności. Wynika z nich m.in. przekonanie Autora o podstawowej roli, jaką odegrała składowa ściśle ideologiczna oraz filozoficzna w twórczości naukowej szkoły getyńskiej i kopenhaskiej.

W rozdziale V znajdujemy dokładny i wyczerpujący opis paradoksu Einsteina, Podolsky'ego i Rosena (EPR). Fundamentalne znaczenie tej pracy jest oczywiste dla każdego, kto zajmuje się teorią kwantów, i dobrze się stało, że Autor recenzowanej pracy poświęca mu odpowiednio dużo uwagi. Przedstawione jest także proste, pochodzące od Wignera wyprowadzenie „niezwykłego twierdzenia o absolutnej ogólności, który nazywany jest nierównością Bella" (s. 131). Autor zwięźle relacjonuje dyskusje toczone na temat związków między mechaniką kwantową i nierównością Bella, przytaczając m.in. wnioski Bohma i Aharonova, oraz, co szczególnie powinno nas cieszyć, wspomina idee „znanego polskiego fizyka Jerzego Rayskiego" (s. 150). Chociaż słynne doświadczenia Aspecta i współpracowników są oczywiście w omawianej książce wspomniane wraz z innymi, mniej znanymi eksperymentami (ich wyniki zebrane są w tabeli 2 na s. 141), to jednak po lekturze omawianego rozdziału czytelnikowi doskwiera pewien brak aktualności tej dyskusji. A trzeba wiedzieć, że w dziedzinie badania tzw. kwantowych stanów splątanych (które w końcu „narodziły się" z paradoksu EPR) w ostatnim dziesięcioleciu dokonano naprawdę dużego postępu. Rozdział V kończy się znamiennym stwierdzeniem, które warto zacytować w całości: „Pozostaje po prostu uznać, że albo mechanika kwantowa nie jest poprawna, albo nie istnieją w przyrodzie elementy rzeczywistości separowalnej. Fizyka współczesna stoi wobec alternatywy; oba wybory implikują radykalną zmianę filozofii przyrody" (s. 158).

W ostatnim, VI rozdziale, zatytułowanym „Rzeczywistość fizyczna i rzeczywistość historyczna", Autor dyskutuje pewne filozoficzne konteksty i socjologiczne reperkusje treści przedstawionych w rozdziałach wcześniejszych. Ciekawe, choć nieco kontrowersyjne są jego poglądy na związki między naukami przyrodniczymi (a zwłaszcza fizyką) i filozofią, przedstawione w podrozdziale „Fizyka bez dogmatów".

Z przedostatniej, 182. strony, pochodzi poniższy cytat, który w przekonaniu recenzenta zasługuje na przytoczenie jako zwieńczenie całej książki: „Wykorzystanie paradoksu EPR do nowych dziedzin (...) stawia naukę przed alternatywą – przynajmniej jedno z następujących twierdzeń jest z konieczności fałszywe: 1) Obiekty atomowe istnieją niezależnie od obserwacji ludzkich; 2) Przestrzeń jest zdolna odseparować obiekty; wszystkie typy oddziaływań między dwoma obiektami dążą do zera, gdy ich wzajemna odległość rośnie nieskończenie; 3) Mechanika kwantowa jest poprawna".

Warto zamyślić się chwilę nad tymi stwierdzeniami, zwłaszcza że Selleri bardzo przekonująco je w całej omawianej książce uzasadnia. Czytelnik, zmuszony do rezygnacji z jednego z powyższych twierdzeń, zostaje postawiony w niełatwej sytuacji – każdy wybór prowadzi do poważnych konsekwencji...

Strona redakcyjna i techniczna omawianej książki nie budzi większych zastrzeżeń. Tłumacz wypełnił swe zadanie bardzo poprawnie – tekst czyta się dobrze, a użyte słownictwo w pełni odpowiada powszechnie przyjętemu w tego typu literaturze fachowej. Poważne zastrzeżenie recenzenta budzi jednak przyjęty przez redakcję „dwustopniowy" system odnośników literaturowych – po każdym rozdziale jest literatura „zaszyfrowana" za pomocą skrótów typu: „1. PMG, s.89", które są zebrane w bibliografii na końcu książki. Taki system jest zapewne wygodny dla wydawcy, ale bardzo niekorzystny dla czytelnika, i nawet jeżeli był zastosowany w oryginale, powinien być zmieniony przez wydawcę polskiego. Poza tym bardzo brakuje skorowidzów – zarówno osób, jak i rzeczowego.

Reasumując, książka Selleriego *Wielkie spory w fizyce kwantowej* jest bardzo cenną pozycją i dobrze się stało, że Wydawnictwo Uniwersytetu Gdańskiego zdecydowało się na jej udostępnienie polskiemu czytelnikowi. Lekturę tę można polecić wszystkim zainteresowanym mechaniką kwantową, jej interpretacją i kontekstem filozoficznym. A zwłaszcza powinni ją przeczytać niereformowalni zwolennicy (Selleri zapewne powiedziałby: „wyznawcy") interpretacji kopenhaskiej, którzy są gotowi na publiczne posądzanie o obskurantyzm wszystkich próbujących wskazywać na pewne problemy wynikające z jej konsekwentnego stosowania.

Wojciech Łużny
Wydział Fizyki i Techniki Jądrowej AGH
Kraków

Człowiek i promieniowanie jonizujące

Człowiek i promieniowanie jonizujące, praca zbiorowa pod redakcją Andrzeja Z. Hrynkiewicza, Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa 2001, s. 225, cena 39 zł.

Jest to interesująca i bardzo potrzebna książka o różnych zagadnieniach dotyczących promieniowania jonizującego i jego oddziaływania na człowieka. Została napisana przez ośmioro uznanych specjalistów w tej dziedzinie z sześciu ośrodków badawczych w Polsce; są nimi fizycy, biolodzy, lekarze i dozymetryści. Autorzy „Przedmowy" określają tę książkę jako podręcznik akademicki, przeznaczony głównie dla studentów fizyki medycznej i ochrony środowiska, a przydatny także dla studentów medycyny, personelu medycznego i działaczy ochrony środowiska. Jest zrozumiałe, że – odpowiednio do takiego szerokiego grona potencjalnych czytelników – w książce tej nie było możliwe wyczerpujące przedstawienie wszystkich zagadnień tej ważnej problematyki.

Uważam, że omawianą książkę należy polecić również dziennikarzom, aby skuteczniej mogli przeciwdziałać niepokojom społecznym związanym z promieniowaniem jonizującym. Aspekt ten jest dobrze uwypuklony w „Przedmowie", w której ujemnym skutkom promieniowania i związanym z tym lękom społecznym przeciwstawiono ogromne korzyści, jakie promieniowanie jonizujące może przynieść ludzkości.

Książka jest dobrym źródłem wiedzy o wielu ważnych zagadnieniach w zakresie relacji człowiek–promieniowanie. Są tu omówione różne rodzaje promieniowania jonizującego i zjawiska zachodzące w procesie oddziaływania tego promieniowania z materią martwą, opisane jest działanie na materię żywą, metody detekcji, dozymetria, ochrona radiologiczna, uregulowania prawne oraz źródła promieniowania jonizującego w środowisku. Problematyka ta przedstawiona jest w 9 rozdziałach.

1. „Oddziaływanie promieniowania jonizującego z materią" (R. Broda; 20 stron, 9 cytowanych odnośników literaturowych). Opisano tu oddziaływanie ciężkich cząstek naładowanych, elektronów, promieniowania rentgenowskiego i promieniowania γ oraz neutronów z materią i przedstawiono ogólne zasady tego oddziaływania.

2. „Wielkości i jednostki dozymetryczne. Obliczanie dawek promieniowania jonizującego" (A.Z. Hrynkiewicz; 18 stron, 8 odnośników). W rozdziale tym przedstawiono zwięźle podstawowe wielkości i jednostki dozymetryczne, dawki pochodzące od źródeł zewnętrznych i wewnętrznych, omówiono również oddziaływanie promieniowania na układy biologiczne, w tym skutki napromienienia i dawki graniczne zalecane przez Międzynarodową Komisję Ochrony Radiologicznej (ICRP) i obowiązujące w Polsce. Te same zagadnienia rozwinęli Autorzy rozdz. 5, 6, 7 i 8. Dla studentów i praktyków bardzo pomocne są przykłady obliczania dawek na podstawie wzorów i dostępnych danych liczbowych. Proponuję zastąpienie określenia „obłok radioaktywny" sformułowaniem „chmura radioaktywna". Określenie „obłok radioaktywny" było stosowane po próbnych wybuchach jądrowych jako nazbyt dosłowne tłumaczenie z rosyjskiego.

3. „Impulsowe detektory promieniowania jonizującego" (B. Fornal; 21 stron, 8 odnośników). Podano tu informacje ogólne o detektorach impulsowych, w tym o parametrach charakteryzujących dany detektor. Bardziej szczegółowo opisano detektory gazowe, półprzewodnikowe i scyntylacyjne. Przytoczono parametry techniczne niektórych scyntylatorów.

4. „Detektory stosowane w dozymetrii" (M. Waligórski, P. Olko; 28 stron, 11 odnośników). Podobnie jak w rozdz. 3, omówiono różne rodzaje detektorów i spektrometrów scyntylacyjnych, które znalazły zastosowanie w dozymetrii. Uwzględniono detektory aktywne (komory jonizacyjne, liczniki scyntylacyjne, detektory półprzewodnikowe) i pasywne (detektory filmowe, dawkomierze termoluminescencyjne i chemiczne). Omówiono konkretne przyrządy stosowane w ochronie radiologicznej, dozymetrii klinicznej i wykorzystywane do pomiaru dawek w środowisku naturalnym.

5. „Metody oceny dawek" (P. Olko, M. Waligórski; 32 strony, 15 odnośników). Omówiono tu zagadnienia pokrewne do opisanych w rozdz. 2, lecz w znacznie szerszym zakresie. Opisano podstawowe wielkości dozymetryczne zarówno w odniesieniu do napromienienia zewnętrznego jak i wewnętrznego, metody kalibracji dawkomierzy, w tym dozymetrię kalibracyjną w radioterapii, kalibrację dawkomierzy indywidualnych i kalibrację przyrządów do pomiaru dawek środowiskowych. Druga część rozdziału dotyczy oceny dawek w radioterapii i diagnostyce rentgenowskiej, oceny narażenia zawodowego oraz oceny narażenia ludności, z uwzględnieniem skażeń wewnętrznych. W omawianym rozdziale Autorzy omówili metody dozymetrii fizycznej, natomiast pominęli dozymetrię biologiczną, która w przypadku niekontrolowanego narażenia jest jedynym wiarygodnym sposobem oceny dawki. Celowe byłoby przedstawienie tej metody w następnym wydaniu książki.

6. „Działanie promieniowania jonizującego na materię żywą" (I. Szumiel, A. Wójcik; 13 stron, 4 odnośniki). W wielkim skrócie przedstawiono podstawy mechanizmów działania promieniowania na poziomie molekularnym, komórkowym i całego organizmu zwierzęcego. Jest to najkrótszy rozdział w książce, a obszerna wiedza na ten temat została podana w zbyt skondensowany sposób. W następnym wydaniu zagadnienia działania promieniowania na materię żywą powinny być omówione znacznie szerzej.

7. „Działanie promieniowania jonizującego na organizm człowieka" (J. Liniecki; 30 stron, 23 odnośniki). Problematyka tego rozdziału jest szczególnie interesująca dla szerokiego kręgu osób, gdyż dotyczy skutków oddziaływania promieniowania na człowieka. Autor omówił deterministyczne i stochastyczne skutki napromienienia człowieka. Opisane zostały najważniejsze badania epidemiologiczne, prowadzone w celu uzyskania ilościowych informacji o ryzyku indukcji nowotworów. Wyodrębniono pięć podstawowych grup osób objętych tymi badaniami;

są to osoby z Hiroszimy i Nagasaki, pacjenci po leczeniu promieniowaniem i po diagnostyce radiologicznej, osoby narażone zawodowo i osoby eksponowane na promieniowanie w środowisku. Obszerny materiał przedstawiony został w sposób kompetentny i jasny.

8. „Zasady systemu ochrony radiologicznej" (J. Liniecki; 21 stron, 12 odnośników). Tematyka tego rozdziału – podobnie jak poprzedniego – dotyczy bezpośrednio relacji człowiek–promieniowanie i ma duże znaczenie użytkowe. Opisano funkcjonowanie ICRP i wskazano na główne źródło informacji, jakim są Raporty Komitetu Naukowego ONZ do Badania Skutków Promieniowania Atomowego (UNSCEAR). Opierając się na wydawnictwach ICRP, podano dawki graniczne dla ekspozycji zawodowej i medycznej. Poruszono także sprawę ekspozycji potencjalnej, interwencji i programu ochrony radiologicznej.

9. „Źródła promieniowania jonizującego w środowisku" (A.Z. Hrynkiewicz, 27 stron, 10 odnośników). Rozdział ten zawiera wiele różnorodnych informacji, w tym również ciekawostek, które mogą przyciągnąć uwagę także niespecjalistów. Omówiono naturalne źródła promieniowania, źródła cywilizacyjne (w tym medyczne), np. pochodzące z próbnych wybuchów jądrowych, energetyki jądrowej i awarii elektrowni jądrowych.

Korzystając ze zbiorczo wymienionych źródeł informacji (UNSCEAR i ICRP), podano stężenia aktywności w produktach żywnościowych, dane o wielkości ich rocznego spożycia i wielkości wchłonięć ważniejszych naturalnych radionuklidów; brakuje jednak informacji, do jakich rejonów świata dane te się odnoszą. Brak też w tym rozdziale danych dotyczących Polski, mimo że są one dostępne w czasopismach krajowych, zagranicznych i w raportach UNSCEAR.

Poza rozdz. 7, cytowanie literatury źródłowej jest raczej skromne. Może to być wystarczające dla studentów, ale zdecydowanie za skąpe dla pracowników badawczych. Zarzut ten jest jednak mało znaczący w porównaniu z moją bardzo pozytywną oceną tej książki jako bogatego i uporządkowanego źródła wiedzy o różnych ważnych aspektach problematyki promieniowania i człowieka.

Na polskim rynku wydawniczym jest to pierwsza poważna pozycja na ten temat. Książka ta jest potrzebna nie tylko studentom, personelowi medycznemu i działaczom ekologicznym, ale będzie także przydatna pracownikom badawczych oraz służbom ochrony radiologicznej. Książka jest dobrze wydana; układ jest przejrzysty, a tekst łatwo czytelny, dzięki czemu książka jest łatwa w odbiorze.

Zofia Pietrzak-Flis
Centralne Laboratorium Ochrony Radiologicznej
Warszawa

KRONIKA

Tytuły profesorskie

Tytuł naukowy profesora nauk fizycznych, nadany przez Prezydenta Rzeczpospolitej Polskiej, otrzymali w dniu 28 czerwca 2002 r.: Roman Stanisław Dygdała (UMK), Antoni Tadeusz Pędziwiatr (UJ) i Edwin Ludwik Wnuk (UAM); w dniu 3 lipca 2002 r. tytuł otrzymał Wojciech Nawrocik (UAM).

www.prezydent.pl

Złoty medal dla Paczyńskiego

Towarzystwo Astronomiczne Pacyfiku nadało w 2002 r. swoje najwyższe odznaczenie – Złoty Medal im. Catherine Wolfe Bruce – Bohdanowi Paczyńskiemu (Princeton University) za „rewolucyjne prace w wielu dziedzinach astronomii" i za to, że „wniósł zasadniczy wkład w nasze rozumienie oddziałujących gwiazd podwójnych".

Bohdan Paczyński urodził się w 1940 r. w Wilnie, studiował na Uniwersytecie Warszawskim, w 1974 r. został profesorem Centrum Astronomicznego im. Mikołaja Kopernika w Warszawie, od 1976 r. jest członkiem Polskiej Akademii Nauk. Tworzył modele ewolucji ciasnych układów podwójnych z wymianą masy, modele dysków akrecyjnych. Opracował metodę wykrywania obiektów astronomicznych wykorzystującą mikroogniskowanie grawitacyjne. Wyjaśnił również kosmologiczne pochodzenie rozbłysków γ.

Jest laureatem Nagrody Fundacji na rzecz Nauki Polskiej (1996) i Medalu Smoluchowskiego Polskiego Towarzystwa Fizycznego (2000).

Phys. Today **55**, nr 9 (2002) *B. W.*

EPS

Wśród członków zarządów poszczególnych oddziałów, sekcji i grup międzyoddziałowych Europejskiego Towarzystwa Fizycznego są następujący polscy fizycy: Henryk Szymczak (Warszawa) – Komisja Stosunków Wschód–Zachód; Izabela Sosnowska (Warszawa) – Europejska Komisja Ruchliwości Studentów Fizyki; Andrzej Krasiński (Warszawa) – Sekcja Fizyki Grawitacji; Janusz Sylwester (Wrocław) – Sekcja Fizyki Słońca; Franciszek Bylicki (Toruń) – Sekcja Spektroskopii Atomowej, EGAS; Czesław Szmytkowski (Gdańsk) – Sekcja Elektroniki i Zderzeń Atomowych; Tomasz Dietl (Warszawa) – Sekcja Niskich Temperatur; Ireneusz Strzałkowski (Warszawa) – Sekcja Kształcenia Uniwersyteckiego; Jan Dunin-Borkowski (Warszawa) – Sekcja Kształcenia Przeduniwersyteckiego; Krzysztof Rybicki (Kraków) – Oddział Fizyki Wysokich Energii i Cząstek; Ziemowid Sujkowski (Warszawa) – Oddział Fizyki Jądrowej; Marek Cieplak (Warszawa) – Oddział Fizyki Przyrody; Wojciech Gawlik (Kraków) – Oddział Elektroniki Kwantowej i Optyki; Marian Bubak (Kraków) – Oddział Fizyki Obliczeniowej.

Europhys. News **33**, nr 4 (2002) *B. W.*

Krajowe Laboratorium FAMO w Toruniu

W dniu 11 maja 2002 r. w Instytucie Fizyki UMK w Toruniu nastąpiło uroczyste otwarcie Krajowego Laboratorium Fizyki Atomowej, Molekularnej i Optycznej (FAMO).

Laboratorium FAMO powstało z inicjatywy fizyków z kilku największych polskich uniwersytetów, politechnik oraz instytutów PAN. Argumentami na rzecz powołania w Polsce takiego laboratorium były m.in.:

— znaczenie naukowe badań z zakresu optyki atomowej i molekularnej (podkreślone dwiema Nagrodami Nobla w ostatnich 2 latach) dla rozwoju nie tylko samej fizyki, ale i wielu innych dyscyplin, w tym stymulacja badań interdyscyplinarnych;

— szczególnie korzystna relacja między rangą wyników badań a nakładami finansowymi, które w tej dziedzinie są stosunkowo niewielkie;

— niewielka skala koniecznego w tej dyscyplinie instrumentarium, zapewniająca uniwersalność i możliwość natychmiastowej koncentracji na najbardziej aktualnych zagadnieniach – jest to zupełnie inna sytuacja niż w wielkich instytucjach badawczych, gdzie duże instalacje (akceleratory, synchrotrony itp.) nie pozwalają na taką elastyczność;

— perspektywy rozwoju ekonomicznego wynikającego z możliwości przenoszenia wyników badań w zakresie optyki atomowej i molekularnej do zastosowań w zakresie wysoko rozwiniętych technologii, co jest szczególnie istotne dla takich krajów jak Polska, w których można przy nieznacznych inwestycjach osiągnąć znaczne wyniki ekonomiczne;

— znaczący polski potencjał naukowy w tej dziedzinie; wielu polskich fizyków osiąga wartościowe wyniki pracując za granicą, krajowe wysiłki w tym zakresie są natomiast rozproszone – rodzi to niebezpieczeństwo utraty zdolnej młodzieży i zaprzepaszczenia dotychczasowych dokonań.

Założeniem projektu było stworzenie w Polsce „centrum doskonałości" w niedofinansowanej dotąd dziedzinie fizyki atomowej, molekularnej i optycznej przez wytypowanie najlepszej w kraju grupy badawczej i stworzenie jej lepszych warunków finansowych. Autorzy projektu są przekonani, że nie można mówić o wysokim poziomie nauczania na temat laserów i ich zastosowań, fotoniki, optyki atomów, nanostruktur, kryptografii kwantowej i kwantowych komputerów w Polsce, jeśli nie będzie u nas doświadczeń z tych dziedzin na światowym pozio-

mie. Ponadto zdolna młodzież, która pragnie zajmować się tą problematyką, nie będzie chciała pozostać w krajowych laboratoriach. Bez tego nie tylko nie będzie polskich patentów i wynalazków korzystających z tych dziedzin wiedzy, ale również nie będziemy mogli w kraju wykształcić ludzi, którzy będą rozumieli stan techniki w tej dziedzinie.

Inicjatywa powołania Krajowego Laboratorium Fizyki Atomowej, Molekularnej i Optycznej uzyskała poparcie zarówno władz Polskiej Akademii Nauk, Polskiego Towarzystwa Fizycznego, jak i rad wydziałów oraz rad naukowych jednostek organizacyjnych, w których istnieją zespoły badawcze zajmujące się fizyką atomową, molekularną i optyczną (Uniwersytet Gdański, Politechnika Gdańska, Uniwersytet Jagielloński, Uniwersytet Opolski, Uniwersytet im. Adama Mickiewicza, Politechnika Poznańska, Uniwersytet Mikołaja Kopernika, Uniwersytet Warszawski, Politechnika Warszawska).

Inicjatywa ta została przychylnie przyjęta przez władze Uniwersytetu Mikołaja Kopernika i na mocy uchwały nr 20 Senatu UMK par. 4 ust. 3 z dnia 24 kwietnia 2001 r. w Instytucie Fizyki UMK zostało utworzone Krajowe Laboratorium FAMO. Jego Magnificencja Rektor UMK prof. Jan Kopcewicz powołał Radę Naukową Laboratorium w następującym składzie:

1. przewodniczący Rady Naukowej (jednocześnie przewodniczący sekcji FAMO Komitetu Fizyki PAN): prof. Tomasz Dohnalik (Instytut Fizyki UJ);

2. wiceprzewodniczący Rady Naukowej: prof. Kazimierz Rzążewski (Centrum Fizyki Teoretycznej PAN, Warszawa);

3. dyrektor KL FAMO: prof. Stanisław Chwirot (Instytut Fizyki UMK);

4. członkowie: profesorowie Krzysztof Ernst (Instytut Fizyki Doświadczalnej UW), Wojciech Gawlik (Instytut Fizyki UJ), Maciej Kolwas (Instytut Fizyki PAN, Warszawa), Jan Mostowski (IF PAN, Warszawa), Józef Musielok (Instytut Fizyki Uniwersytetu Opolskiego), Czesław Radzewicz (IFD UW), Ewa Stachowska (Katedra Fizyki Atomowej, Wydział Fizyki Technicznej Politechniki Poznańskiej), Józef Szudy (IF UMK)), Ryszard Tanaś (Instytut Fizyki UAM), Krzysztof Wódkiewicz (Instytut Fizyki Teoretycznej UW), Marek Żukowski (Instytut Fizyki Teoretycznej i Astrofizyki Uniwersytetu Gdańskiego).

Pierwsze posiedzenie Rady odbyło się w Warszawie na terenie Zakładu Optyki IFD UW dn. 28 kwietnia 2001 r. Rada pozytywnie zaopiniowała wniosek przewodniczącego, aby na stanowisko dyrektora Krajowego Laboratorium FAMO na kadencję od 1 maja 2001 r. do 30 kwietnia 2004 r. powołać prof. Chwirota, wobec czego na mocy zarządzenia JM Rektora UMK został on pierwszym dyrektorem tej placówki.

Stworzenie tej wyjątkowej w skali kraju placówki wymagało jednakże dużych nakładów finansowych. Na szczególne podkreślenie zasługuje fakt przyznania na ten cel grantu w wysokości 6 mln złotych przez KBN na podstawowe wyposażenie i ok. 200 tys. złotych na remont adaptacyjny pomieszczeń przez Fundację na rzecz Nauki Polskiej. Uniwersytet Mikołaja Kopernika poniósł pozostałe koszty (ok. 280 tys. zł) przygotowania pomieszczeń w piwnicy Instytutu Fizyki o powierzchni ok. 300 m^2. W ten sposób powstało nowoczesne, na światowym poziomie laboratorium badawcze wyposażone m.in. w zestaw laserowy do generacji impulsów femtosekundowych, zestaw laserowy o ultrawysokiej zdolności rozdzielczej, spektrometr masowy Prisma QMS 200, aparaturę firmy Varian do wytwarzania ultrawysokiej próżni opartą na turbomolekularnych i bezolejowych pompach, dwa tory detekcji światła metodą zliczania fotonów z chłodzonymi fotopowielaczami i spektrofluorymetr FRULOG-3.

Wnętrze Laboratorium podczas uroczystości otwarcia w dniu 11 maja 2002 r. Dyrektor KL FAMO prof. S. Chwirot (pierwszy z lewej) przedstawia możliwości badawcze nowo powstałego Laboratorium. Na zdjęciu ponadto (od lewej): prof. Ł.A. Turski, M. Laskowska, B. Bolkowska, profesorowie M. Kolwas, H. Szymczak, J. Mostowski, M. Kuś, K. Chałasińska-Macukow, A. Kus, W. Gawlik i K. Ernst.

W najbliższych trzech latach w Toruniu prowadzone będą głównie badania w ramach projektu zamawianego KBN pt. „Nowoczesne metody fizyki zimnej materii i inżynierii kwantowej" (PBZ/KBN/043/P03/2001). Na realizację tego projektu uzyskano środki w wysokości 2,465 mln zł. W badaniach uczestniczyć będą przedstawiciele kilku polskich ośrodków naukowych, realizujący trzy główne zadania badawcze: 1) „Inżynieria stanów kwantowych – sterowanie kwantowe i generacja stanów splątanych fotonów i atomów" pod kierunkiem prof. Czesława Radzewicza (IFD UW); 2) „Badania małych zespołów jonów w pułapkach oraz detekcja i spektroskopia pojedynczych atomów i molekuł" pod kierunkiem prof. Ewy Stachowskiej (Katedra Fizyki Atomowej PP); 3) „Optyczne badania atomów i molekuł w zakresie nK–mK, stworzenie warunków do wytwarzania i badania kondensatów Bosego–Einsteina" pod kierunkiem prof. Wojciecha Gawlika (IF UJ).

Łącznie w całym programie uczestniczyć będzie ok. 50 osób, w tym – obok osób o bogatym doświadczeniu badawczym – wielu wyróżniających się doktorantów i studentów.

Autorka bardzo dziękuje dyrektorowi KL FAMO, prof. Stanisławowi Chwirotowi, za udostępnienie materiałów.

Józefina Turło

Prezes elekt EPS

Europejskie Towarzystwo Fizyczne dokonało wyboru prezesa elekta na kadencję 2003–05. Został nim Martin Huber (ETH, Zurych). Ma 66 lat, prowadzi badania w dziedzinie fizyki Słońca, w latach 1987–2000 kierował działem fizyki kosmosu w Europejskiej Agencji Kosmicznej. Jako przewodniczący Oddziału Astrofizyki EPS doprowadził w 1990 r. do utworzenia wspólnego Oddziału Astrofizyki Europejskiego Towarzystwa Fizycznego i Europejskiego Towarzystwa Astronomicznego. Prezesurę EPS (po Martinie Ducloy) Huber obejmie w kwietniu 2003 r.

Phys. World **15**, nr 6 (2002) *B. W.*

Dziesięć lat FNP

Fundacja na rzecz Nauki Polskiej została ustanowiona w grudniu 1990 r. i zarejestrowana w lutym 1991 r. Działa na podstawie ustawy o fundacjach oraz własnego statutu. Fundusz założycielski stanowiła przekazana w marcu 1991 r. przez Ministerstwo Finansów część niewykorzystanych środków Centralnego Funduszu Rozwoju Nauki i Techniki. Przez korzystne lokaty bankowe FNP powiększała ten fundusz, co umożliwiało jej hojne wspieranie istotnych działań związanych z nauką w Polsce. Celem statutowym Fundacji jest bowiem działanie na rzecz nauki polskiej, w szczególności przez: 1) finansowanie zwrotne lub dofinansowanie bezzwrotne badań naukowych i prac badawczo-rozwojowych w kierunkach określanych corocznie przez FNP; 2) finansowanie lub dofinansowywanie zwrotne pierwszych wdrożeń wyników prac badawczo-rozwojowych, zakupu licencji i patentów, upowszechnianie wyników prac naukowych i badawczo-rozwojowych, inwestycji dla potrzeb badań naukowych lub prac badawczo-rozwojowych; 3) finansowanie nagród za szczególne osiągnięcia w dziedzinie nauki i techniki; 4) fundowanie stypendiów naukowych.

Z okazji swego 10-lecia Fundacja przygotowała wystawę „Wspierać najlepszych. 10 lat Fundacji na rzecz Nauki Polskiej 1991–2001", podsumowującą jej działalność. Otwarcie wystawy odbyło się 6 czerwca 2002 r. w Bibliotece Uniwersytetu Warszawskiego, gdzie była czynna do 20 października, a następnie ma być pokazana w Bibliotece Jagiellońskiej w Krakowie i w kilku innych dużych ośrodkach uniwersyteckich.

B. W.

Trzydziestolecie Unipressu

W dniach 6 i 7 lipca 2002 r. Centrum Badań Wysokociśnieniowych PAN „Unipress" obchodziło 30-lecie swojego istnienia. W 1972 r. prof. Sylwester Porowski z grupą współpracowników utworzył Zakład Wysokich Ciśnień, który został wyodrębniony z Instytutu Fizyki PAN. Pierwsze laboratoria powstały w niewielkim budynku w Celestynowie pod Warszawą; obecnie główna część Unipressu mieści się przy ul. Sokołowskiej 29/37, a nowe laboratoria technologii i badań epitaksjalnych struktur półprzewodnikowych rozwija się w budynku przy ul. Prymasa Tysiąclecia 95 (w Warszawie).

W pierwszym dniu obchodów zorganizowano międzynarodową konferencję „What's new in nitrides" poświęconą fizyce i technologii materiałów azotkowych (GaN, InGaN, AlGaN). Referaty na zaproszenie wygłosili m.in. Shuji Nakamura (University of Santa Barbara, Kalifornia) – twórca pierwszych w świecie niebieskich diod i laserów wykorzystujących warstwy GaN/InGaN, Tom Foxon (Nottingham University, Wlk. Brytania) – jeden z współtwórców technologii MBE, otrzymał struktury HEMT z GaAs/AlGaAs o największych ruchliwościach, Detlef Hommel (Uniwersytet w Bremie, Niemcy) – twórca zielonych laserów na kropkach kwantowych. Profesor Porowski opowiedział o rozwoju niebieskich laserów otrzymanych metodą homoepitaksji na azotku galu; uzyskane w CBW PAN wyniki zostały ostatnio wyróżnione nagrodą Prezydenta RP.

Drugi dzień obchodów był zorganizowany w Celestynowie. Oprócz gości zagranicznych przybyło wiele osób związanych oficjalnie i nieoficjalnie z Unipressem; obecny był np. prezes PAN, prof. Jerzy Kołodziejczak, i prezes Fundacji na rzecz Nauki Polskiej, prof. Maciej Grabski. Oprócz wystąpień na temat historii Unipressu odbył się koncert wiolonczelowy, występy dzieci ze Lwowa (zapraszanych rokrocznie przez CBW PAN i gminę Celestynów w okresie wakacji) oraz zawody sportowe w wielu konkurencjach. Szczególne zainteresowanie wzbudził mecz piłki nożnej Unipress – Reszta Świata (zakończony zwycięstwem Unipressu 6:4).

Witold Trzeciakowski

Tablica upamiętniająca Maksa Borna

Zapewne wszystkim czytelnikom *Postępów* znana jest postać Maksa Borna – wybitnego fizyka teoretyka, współtwórcy mechaniki kwantowej, laureata Nagrody Nobla w 1954 r. Może nie wszyscy jednak wiedzą, że urodził się on we Wrocławiu w 1882 r. w rodzinie lekarza, profesora Uniwersytetu w tym mieście.

Dr Reimund Torge, historyk fizyki, znany polskim czytelnikom z paru artykułów w *Postępach*, oraz prof. Krzysztof Abramski, elektronik z Politechniki Wrocławskiej, wystąpili z inicjatywą ufundowania tablicy pamiątkowej ku czci Maksa Borna i wmurowania jej na domu, w którym się urodził. Tę inicjatywę wsparły finansowo następujące instytucje: Politechnika Wrocławska, brytyjski Institute of Physics, Niemieckie Towarzystwo Fizyczne, Stowarzyszenie Przyjaciół Uniwersytetu Wrocławskiego oraz spółka INCOM – właściciel budynku (adres: Wrocław, pl. Wolności 4), w którym urodził się Max Born.

26 sierpnia 2002 r. odbyło się uroczyste odsłonięcie tablicy. W obecności prezydenta Wrocławia Stanisława Huskowskiego (z wykształcenia fizyka) i konsula niemieckiego Petera Ohra uczynił to syn laureata Nagrody Nobla, Gustav Born, emerytowany profesor nauk medycznych na Uniwersytecie Londyńskim. Obecni byli przy tym uczestnicy XIV Międzynarodowego Sympozjum o Gazowych Laserach Przepływowych i Laserach Chemicznych oraz Konferencji nt. Laserów Dużej Mocy, odbywających się w tym czasie pod przewodnictwem prof. Abramskiego. Po odsłonięciu tablicy prof. Gustav Born wygłosił wzruszające przemówienie, w którym opisał sylwetkę swego ojca od strony pozanaukowej. Max Born był człowiekiem ciepłym, przyjacielskim, bardzo rodzinnym, lubił muzykę. Po 1954 r. interesował się społecznymi i politycznymi następstwami badań naukowych. Mocno zaangażował się w działania przeciw broni jądrowej, był współzałożycielem ruchu Pugwash.

Bernard Jancewicz

DARI

Georges Charpak (Nagroda Nobla 1992) i Richard L. Garwin w artykule w *Europhysics News* proponują ustanowienie nowej jednostki dawki napromieniowania o nazwie DARI (akronim nazwy francuskiej: Dose Annuelle due aux Radiations Internes). Chodzi im o to, aby ułatwić szerokiej publiczności lepsze zdawanie sobie sprawy z działania małych dawek promieniowania.

Organizm ludzki jest stale i nieuchronnie narażony na promieniowanie radioaktywnego izotopu ^{40}K (czas połowicznego zaniku 1,3 mld lat) zawartego w tkance oraz wchłanianego z powietrza izotopu ^{14}C (5 tys. lat), który jest wytwarzany w atmosferze z azotu przez promieniowanie kosmiczne.

Dawka, jaką w ciągu roku otrzymuje człowiek ze źródeł zawartych w swoim ciele, miałaby być nazwana DARI i być dokładnie równa 0,2 milisiwerta. Autorom chodzi tu o ułatwienie przeliczania jednostek, w rzeczywistości jednak 1 DARI byłby o ok. 10% mniejszy od rocznej dawki „wewnętrznej", jaką każdy człowiek dostaje. Wprowadzenie tej nowej jednostki zakończyłoby może stale powstające kontrowersje co do szkodliwości bardzo małych dawek promieniowania, jakie z zewnątrz otrzymuje człowiek w różnych warunkach.

Autorzy podają w jednostkach DARI dawki, na jakie ludzie są narażeni z różnych źródeł. Na przykład: średnia dawka we Francji pochodząca z siłowni jądrowych – 0,1 DARI, dawka z gleby w pobliżu Paryża – 5 DARI, promieniowanie kosmiczne na poziomie morza – 5 DARI, średnia dawka z radiografii diagnostycznej – 5 DARI, roczna maksymalna dawka, jaką może otrzymać pracownik przemysłu jądrowego przez 5 kolejnych lat – 500 DARI, przeciętna dawka śmiertelna – 25 tys. DARI. Graniczna roczna dozwolona dawka pracownika przemysłu jądrowego stwarza jakoby równe niebezpieczeństwo wywołania raka, co palenie przez rok 10 papierosów dziennie.

Istotne jest, jakie rzeczywiste niebezpieczeństwa niosą różne źródła energii i jakie mamy przed sobą opcje po wyczerpaniu kopalnych źródeł energii. Warto przypomnieć, że autorzy pomysłu wspólnie napisali książkę, która w tłumaczeniu polskim wyszła w 1999 r. w Wydawnictwach Naukowo-Technicznych jako *Błędne ogniki i grzyby atomowe* (recenzja: *PF* **51**, 269 (2000)).

Europhys. News **33**, nr 1 (2002) *B. W.*

Krystaliczne wstęgi Möbiusa

Kryształ w formie wstęgi Möbiusa? Tak! Japońskim fizykom z Uniwersytetu Hokkaido w Sapporo (Satoshi Tanada i współpracownicy) udało się wyhodować kryształy selenku niobu (NbSe) przybierające kształt wstęgi Möbiusa, pierścienia lub ósemki.

Kryształy NbSe syntetyzuje się zwykle w zamkniętej ampule kwarcowej, w wysokiej temperaturze, i otrzymuje się wtedy kryształy włosowe (wiskery) lub długie wstęgi. Japończycy zmodyfikowali proces krystalizacji, wytwarzając duży gradient temperatury wzdłuż ampuły, co powoduje, że powstaje stan nierównowagi selenu, który przechodzi przez fazy gazu, mgły i kropelek cieczy. Kryształy wstęgowe w trakcie wzrostu owijają się wokół kropel selenu ze względu na ciśnienie powierzchniowe cieczy.

Najczęściej powstają zamknięte pierścienie selenku niobu – wstęgi rosną wzdłuż równika kropel. Wobec niskiej symetrii tego związku wstęgi mogą się skręcać i zginać; sprzyja temu ruch obrotowy kropel. Powstają wtedy wstęgi Möbiusa lub ósemki.

Japońska grupa podjęła ostatnio próby wytworzenia takich egzotycznych kryształów z innych materiałów – selenku tantalu i siarczku tantalu. Być może takie dziwne kryształy znajdą zastosowanie w konstrukcji nowych przyrządów elektronicznych.

Nature **417**, nr 6887 (2002) *B. W.*

Satelita Aqua

W maju 2002 r. został umieszczony na orbicie satelita Aqua, którego zadaniem jest zbieranie informacji o zasobach wody na Ziemi. Jest to wspólne przedsięwzięcie Stanów Zjednoczonych, Japonii i Brazylii. Będą prowadzone obserwacje atmosfery ziemskiej, powierzchni lądów i oceanów, lodów i śniegów.

Satelita wyposażony jest w przyrządy pomiarowe dostarczone przez NASA oraz japoński mikrofalowy radiometr skaningowy i brazylijską sondę wilgotności.

Phys. World **15**, nr 6 (2002) *B. W.*

Publiczność i neutrina

W podziemnym laboratorium Uniwersytetu stanu Minnesota trwają od lata 2001 r. prace nad instalowaniem detektora neutrin MINOS (Main Injector Neutrino Oscillation Search). Rolę detektora odgrywa ośmiokątny cylinder o średnicy 8 m, składający się z 484 płyt ze

stali magnetycznej oraz scyntylatora plastikowego i ważący 5400 ton.

Laboratorium znajduje się 710 m pod poziomem ziemi w dawnej kopalni w miejscowości Soudan w północno-wschodniej Minnesocie, na terenie parku stanowego, który udostępnia publiczności zwiedzanie dawnych, historycznych kopalń. W laboratorium zbudowano galerię, z której zwiedzający będą mogli obserwować tok badań, a na ścianie przeciwległej galerii powstaje malowidło ścienne o wymiarach 18×9 m. Jego autor, Joseph Giannetti, twierdzi, że ma ono przedstawiać artystyczną wizję neutrina.

CERN Courier **42**, nr 3 (2002) *B. W.*

Comptes Rendus po angielsku!

Francuska Akademia Nauk postanowiła, aby jej czasopisma *Comptes Rendus Hébdomadaires des Séances de l'Académie des Sciences* zaczęły ukazywać się głównie w języku angielskim. Ta decyzja została zapewne spowodowana znacznym spadkiem zainteresowania (zarówno wśród potencjalnych autorów jak i czytelników) czasopismami Akademii w latach 90.

Zmianę języka publikacji zapoczątkował w 1994 r. wybitny biolog Jean Rosa, czyniąc ją warunkiem przyjęcia ofiarowanego mu członkostwa Akademii. Obecnie artykuły ukazują się po angielsku ze streszczeniami w języku francuskim. W działach fizyka oraz chemia liczba nadsyłanych do publikacji prac ostatnio bardzo wzrosła, podczas gdy jeszcze 5 lat temu była znikoma.

Science **296**, nr 5575 (2002) *B. W.*

Władysław Wcisło (1927 – 2002)

W gronie pracowników Instytutów Fizyki Uniwersytetu Gdańskiego, przyjaciół i kolegów oraz licznego grona nauczycieli pożegnaliśmy na gdańskim cmentarzu „Srebrzysko" dra inż. Władysława Franciszka Wcisłę. Zmarł w dniu 7 kwietnia 2002 r. w wieku 75 lat.

Władysław Wcisło był znanym w Polsce i za granicą dydaktykiem fizyki. Urodził się w Hubienicach w woj. krakowskim. W latach 1942–45 ukrywał się przed hitlerowskim okupantem. Współpracował z oddziałem AK. Po wojnie przeniósł się na Wybrzeże. Tu ukończył szkołę średnią, Wyższą Szkołę Pedagogiczną oraz Wydział Elektryczny na Politechnice Gdańskiej. W roku 1964 doktoryzował się na Uniwersytecie Warszawskim. Na emeryturę przeszedł w 1991 r.

W pracy naukowej, najpierw w WSP, potem na Uniwersytecie Gdańskim, poświęcił się badaniom z zakresu nowej i mało docenianej dyscypliny – dydaktyki fizyki. Zadał sobie pytanie: co należy zrobić, aby nauczanie i uczenie się fizyki było skuteczne.

W swoich dociekaniach doszedł do wniosku, iż jedną z najbardziej skutecznych metod uczenia się fizyki jest rozwiązywanie zadań wymagających posługiwania się elementami wiedzy fizycznej. Ze studentami – przyszłymi nauczycielami i czynnymi nauczycielami fizyki – prowadził systematyczne eksperymenty dydaktyczne. Ich efektem było wstępne opracowanie kategoryzacji zadań z fizyki, wyodrębnienie różnych sposobów podejścia do ich rozwiązywania, ustalenie zasad prowadzenia symbolicznego rachunku na mianach oraz przygotowanie zestawów zadań do poszczególnych działów fizyki dla średniego poziomu nauczania.

Jego praca doktorska wykonana pod kierunkiem prof. Jana Barteckiego dotyczyła wpływu zespołowej organizacji ćwiczeń rachunkowych z fizyki na efektywność kształcenia studentów pierwszego semestru studiów wyższych. Prace Wcisły dotyczyły m.in. dydaktyki fizyki szkoły wyższej, historii i metodologii dydaktyki fizyki, techniki eksperymentu i technicznych środków nauczania oraz wspomnianej roli rozwiązywania zadań z fizyki w kształceniu i wychowywaniu uczniów i studentów.

Dr inż. Władysław F. Wcisło był człowiekiem bezkompromisowym, całkowicie oddanym swej pracy i kochającym młodzież. Pamiętamy jego dewizę życiową: „Chcesz innych zapalać, musisz sam płonąć".

Straciliśmy Przyjaciela, który zasłużył sobie na pamięć tych, co go znali i cenili.

Kazimierz Badziąg, Stanisław Zachara

Danuta Śledziewska-Błocka (1939 – 2002)

Świeży śnieg skrzył się na gałęziach drzew na Powązkach w ten jeden z nielicznych prawdziwie zimowych tegorocznych dni. Jak zawsze potęgował wrażenie ciszy panującej wśród alejek, po których powoli szliśmy w kondukcie pogrzebowym naszej koleżanki, współpracowniczki, a przede wszystkim Przyjaciela, Danki Śledziewskiej-Błockiej. Odeszła od nas po długiej i bohaterskiej walce z chorobą, która najpierw zabrała jej zdrowie, potem zamknęła ją w domu i uniemożliwiła pracę, a w końcu zabiła. Ta śnieżna cisza pomagała nam przebiec w myśli te wszystkie lata, przez które razem z Danką tworzyliśmy, a potem rozwijali najpierw Zakład, a potem Centrum Fizyki Teoretycznej Polskiej Akademii Nauk.

Kiedy powstawało Centrum wiosną 1980 r., Danka, aktywny i legitymujący się zawodowymi sukcesami fizyk eksperymentator, po odbytym długim stażu naukowym w Danii i długim pobycie w Berkeley postanowiła zmienić zakres swojej działalności zawodowej. Została wicedyrektorem Centrum, osobą, która jako jedna z pierwszych w Polsce chciała poświęcić się trudnej roli zawodowego „menażera" instytucji naukowej. Sądzę, że jej spokój, takt i wielka fachowość wniosły wielki wkład w sukces Centrum. Bez Danki nie byłoby nam łatwo przebrnąć przez ostatnie lata konwulsji administracji nauką „à la PRL" i szybko wdrożyć reguły nowego systemu po 1989 r. Bez cierpliwej perswazji Danki, jej dbałości o przestrzeganie co do joty wymogów płacącego nam Komitetu Badań Naukowych pewnie nie mielibyśmy tylu sukcesów w „zdobywaniu" grantów.

Danuta Śledziewska-Błocka

Działalność administracyjna nie wypełniała jednak całego zawodowego życia Danki. Odeszła od pracy fizyka eksperymentatora, ale znalazła nową dziedzinę działalności naukowej, której oddała się z wielką pasją. Danka stała się jedną z najlepszych tłumaczek literatury naukowej i popularnonaukowej w Polsce. Dogłębna znajomość języka polskiego i opanowanie do perfekcji tego specyficznego „narzecza" języka angielskiego, będącego *lingua franca* współczesnej fizyki i nauki, pozwoliła jej na ustanowienie swego rodzaju kanonu tłumaczenia literatury fizycznej. Już ciężko chora, przygotowała tłumaczenie wspaniałego artykułu Arnolda o nauczaniu matematyki, który ukazał się w *Postępach Fizyki* (*PF* **51**, 140 (2000)) na kilkanaście miesięcy przed jej śmiercią (i został przedrukowany następnie w *Wiadomościach Matematycznych*). Redaktorzy wielu wydawnictw, w tym tego, z którym Danusia współpracowała najaktywniej, czyli WNT, zabiegali o to, by to Ona tłumaczyła szczególnie ważne pozycje. Polski sukces rynkowy wydanych przez WNT książek White'a i Gribbina: *Stephen Hawking – Życie i nauka* oraz *Einstein – Życie nauką* wiele zawdzięcza właśnie tłumaczeniu Danki. Tłumaczenia nie były, przynajmniej na początku istnienia Centrum, jedynym zajęciem „nieadministracyjnym" Danki. Wraz z Iwo Białynickim-Birulą napisała dla *Postępów* artykuł o morzu Diraca, a ze mną, także dla *Postępów*, o spolaryzowanym wodorze atomowym – prekursorze dzisiejszych gazów zimnych atomów.

Danka Śledziewska-Błocka była bardzo wnikliwym obserwatorem toczącego się wartko od 1980 r. życia w Polsce. Spędziłem wiele czasu rozmawiając z Danusią o wypadkach politycznych, ale też o tym, co ciekawego działo się w kulturze, sztuce i innych działach nauki. Bardzo mi brak tego, że już nie mogę zatelefonować do Danusi, przez wewnętrzny telefon Centrum, i zapytać o właściwe ustawienie przecinków, myślników i nawiasów w pisanych tekstach. Dopóki starczało jej sił, Danusia była często pierwszym czytelnikiem moich publicystycznych i popularnonaukowych tekstów. Zawsze będę pamiętał Jej spokojne: „napiszesz, jak chcesz, ale ja bym zmieniła ten fragment przez wstawienie...".

Nie ma ludzi niezastąpionych, ale po niektórych pozostaje bolesna luka, która nam zawsze o nich przypomina. Żyjemy i działamy dalej, ale bez nich nie doszlibyśmy do tego miejsca, w którym dziś jesteśmy. Danka Śledziewska-Błocka pozostawiła po sobie taką lukę.

Łukasz A. Turski

NOWE KSIĄŻKI

- Michał Tempczyk, *Teoria chaosu dla odważnych*, PWN, Warszawa 2002, s. 130.
- Ewa Skrzypczak, Zygmunt Szefliński, *Wstęp do fizyki jądra atomowego i cząstek elementarnych*, wyd. II zmienione, PWN, Warszawa 2002, s. 200.
- Michio Kaku, *Wizje, czyli jak nauka zmieni świat w XXI wieku*, z jęz. angielskiego tłum. Karol Pesz; Prószyński i S-ka, Warszawa 2002, s. 553, cena 39 zł.
- Egbert Boeker, Rienk van Grondelle, *Fizyka środowiska*, z jęz. angielskiego tłum. Konrad Bajer, Aleksandra Kopystyńska, Tomasz Szoplik; PWN, Warszawa 2002, s. 517.
- *Fizyka – spojrzenie na czas, przestrzeń i materię*, Encyklopedia PWN, Warszawa 2002, s. 192.
- Jan Stankowski, *50th Anniversary of the Group AMPERE*, Wyd. Naukowe UAM, Poznań 2002, s.111.

WARUNKI PRENUMERATY

Cena prenumeraty krajowej w 2003 r. wynosi 36,00 zł za pół roku, 72,00 zł za rok. Prenumeratę można zamówić za pośrednictwem:

I. RUCH-u

1. Wpłaty na prenumeratę przyjmują jednostki kolportażowe „RUCH" S.A. właściwe dla miejsca zamieszkania lub siedziby prenumeratora.

2. Cena prenumeraty ze zleceniem dostawy za granicę: cena prenumeraty krajowej + rzeczywiste koszty wysyłki. Wpłaty przyjmuje „RUCH" S.A. Oddział Krajowej Dystrybucji Prasy na konto: PEKAO SA IV O/Warszawa nr 12401053-40060347-2700-401112-001 lub w kasie Oddziału (Warszawa, ul. Jana Kazimierza 31/33). Zlecenia na prenumeratę dewizową, przyjmowane od osób zamieszkałych za granicą, realizowane są od dowolnego numeru.

3. Terminy przyjmowania wpłat na prenumeratę krajową i zagraniczną: do 5 grudnia – na I półrocze roku następnego, do 5 czerwca – na II półrocze roku bieżącego.

II. ZARZĄDU GŁÓWNEGO PTF

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

III. ODDZIAŁÓW PTF

Prenumeratę można zamówić również w oddziale PTF. Opłata dla członków PTF oraz studentów, jeśli wniesiona do 31 stycznia 2003 r. za cały rok, wynosi 48,00 zł. Dostawa *Postępów Fizyki* odbywa się za pośrednictwem oddziału PTF.

INFORMACJE DLA AUTORÓW I TŁUMACZY

Komitet Redakcyjny prosi o opracowywanie materiałów przeznaczonych do druku w *Postępach Fizyki* zgodnie z podanymi niżej zasadami:

1. Artykuły powinny mieć charakter przeglądowy i być przystępne dla ogółu fizyków.

2. Układ pracy (tytuł i autor, angielski tytuł i streszczenie, tekst, odnośniki literaturowe itd.) powinien odpowiadać formie przyjętej w *Postępach Fizyki* (patrz artykuły np. w tym zeszycie).

3. Rysunki należy wykonać starannie na oddzielnych arkuszach. Niezbędne napisy (tylko w języku polskim, z wyjątkiem reprodukowanych ilustracji o charakterze dokumentów historycznych) powinny być czytelne i dostosowane do wielkości rysunku. Opisy osi wykresów powinny odpowiadać ogólnie przyjętym regułom, np. „temperatura" lub „T [K]" czy „t [°C]", a liczby w układzie dziesiętnym należy podawać z przecinkiem, nie kropką. Fotografie prosimy przysyłać w postaci odbitek, a razie ich braku – plików o odpowiednio dużej zdolności rozdzielczej.

4. Prace należy nadsyłać pod adresem: Redakcja *Postępów Fizyki*, ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa. W liście towarzyszącym prosimy podać dokładny adres (również elektroniczny) do dalszej korespondencji.

5. Prosimy autorów o nadsyłanie – wraz z wydrukami – plików komputerowych, zawierających teksty artykułów oraz rysunki, pocztą elektroniczną (nasz adres: postepy @fuw.edu.pl) lub na dyskietkach czy innych nośnikach.

6. O przyjęciu pracy do druku decyduje Komitet Redakcyjny. Maszynopisów prac niezamówionych i niezakwalifikowanych do druku Redakcja nie zwraca.

7. Autorów obowiązuje szybkie wykonanie korekty autorskiej.

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

INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

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

PL ISSN 0032-5430

Cena 10,00 zł

SPIS TREŚCI

E.A. Cornell, C.E. Wieman – Kondensacja Bosego–Einsteina w rozrzedzonym gazie: pierwszych 70 lat i kilka najnowszych doświadczeń 221

NAUCZANIE FIZYKI

W. Niedzicki – Jak przełamać lęk przed fizyką? 245

NOWOŚCI NAUKOWE

J. Żylicz – Odkrycie promieniotwórczości dwuprotonowej 249

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI 250

RECENZJE 251

KRONIKA 255

CONTENTS

E.A. Cornell, C.E. Wieman – Bose–Einstein condensation in a dilute gas: the first 70 years and some recent experiments 221

PHYSICS TEACHING

W. Niedzicki – Overcoming the fear of physics 245

SCIENTIFIC NEWS

J. Żylicz – Discovery of two-proton radioactivity 249

MEETINGS AND CONFERENCES 250

REVIEWS 251

CHRONICLE 255

WKRÓTCE

- *Marcin M. Wójcik, Marcin Misiaszek i Grzegorz Zuzel o astronomii neutrin słonecznych*
- *Tadeusz Figielski o dyslokacjach jako centrach elektrycznie aktywnych w półprzewodnikach (w pół wieku od odkrycia)*
- *Maciej Suffczyński o Liber abaci Fibonacciego*
- *Valentine L. Telegdi – Enrico Fermi w Ameryce*
- *Wolfgang Ketterle o tym, kiedy atomy zachowują się jak fale (wykład noblowski 2001)*

POSTĘPY FIZYKI TOM 53 ZESZYT 5 ROK 2002