

# Gdy atomy zachowują się jak fale: kondensacja Bosego–Einsteina i laser atomowy\*

Wolfgang Ketterle

*Department of Physics, MIT-Harvard Center for Ultracold Atoms and Research Laboratory of Electronics,  
Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Massachusetts, USA*

---

When atoms behave as waves: Bose–Einstein condensation and the atom laser

---

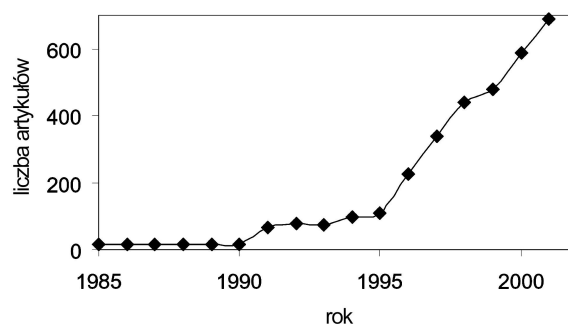
*Nobel Lecture, 8 December 2001, Stockholm*

## 1. Wstęp

Urok niskich temperatur nęcił fizyków nieustannie w ciągu ostatniego stulecia, a z każdym krokiem w stronę absolutnego zera fizyka ukazywała nowe, coraz wspanialsze oblicze. Laika może zastanawiać, dlaczego nie wystarczy „lodowate zimno”. Proszę sobie jednak wyobrazić, do ilu przejawów różnorodności przyrody nie mielibyśmy dostępu, gdybyśmy żyli na powierzchni Słońca i nie wynaleźli lodówek. Znalibyśmy wtedy tylko materię tylko w fazie gazowej, nigdy nie zobaczyli cieczy ani ciał stałych, nigdy też nie zachwycili się pięknem płatka śniegu. Dopiero zejście do typowych ziemskich temperatur odkryłoby przed nami istnienie zupełnie innych stanów skupienia, a to tylko początek drogi – zimniejsze układy są dużo bardziej różnorodne. I tak, uzyskanie temperatur kilku kelwinów doprowadziło do odkrycia nadprzewodnictwa w 1911 r. oraz nadciekłości helu-4 w 1938 r., a osiągnięcie temperatur milikelwinowych w 1972 r. ujawniło nadciekłość helu-3. Nowe podejście do fizyki super niskich temperatur okazało się możliwe dzięki wynalezieniu w latach 80. metod chłodzenia laserowego: za ich pomocą chmury rozrzedzonych gazów atomowych oziębiono do kilku mikrokelwinów, a następnie wykorzystano do precyzyjnych pomiarów i badania zderzeń ultrazimnych atomów. Obserwacja kwantowo zdegenerowanych gazów, takich jak wytworzony po raz pierwszy w 1995 r. kondensat Bosego–Einsteina, wymagała temperatur nanokelwinowych. Każde z tych osiągnięć w chłodzeniu było znaczącym wkładem w postęp nauki i zostało uhonorowane Nagrodą Nobla.

Poniższy artykuł przedstawia odkrycie i badanie kondensatu Bosego–Einsteina (ang. Bose–Einstein Condensate, BEC) w gazach atomowych widziane

z mojej osobistej perspektywy. Rozwój tej dziedziny od 1995 r. można przyrównać do eksplozji: w takim tempie przyciągani są do niej specjaliści z zakresu fizyki atomowej, optyki kwantowej czy fizyki materii skondensowanej. Ultrazimne gazy w pułapkach okazały się nowym układem kwantowym, wyjątkowym zarówno pod względem precyzji, jak i łatwości sterowania oraz manipulowania. Kondensaty zostały wytworzone obecnie w co najmniej 30 laboratoriach na całym świecie, a liczba publikacji poświęconych BEC od momentu odkrycia kondensatu gazowego w 1995 r. gwałtownie wzrasta (rys. 1).



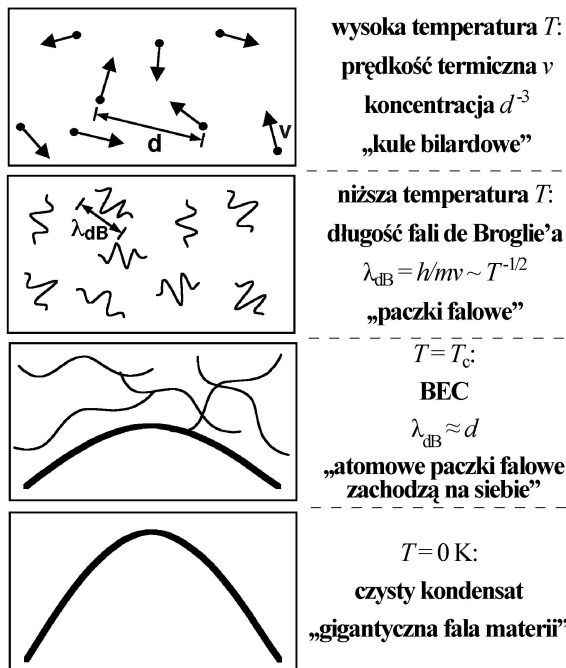
Rys. 1. Liczba artykułów publikowanych w ciągu roku, zawierających w tytule, streszczeniu lub słowach kluczowych słowa „Bose” oraz „Einstein”. Informacje uzyskano na podstawie bazy danych ISI (Institute for Scientific Information).

Samo zjawisko zostało przewidziane już w 1925 r. w artykule Alberta Einsteina [1], w którym wykorzystał on metodę zaproponowaną wcześniej przez Satyendrę Natha Bosego do wyznaczenia widma pro-

---

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

mieniowania ciała doskonale czarnego [2]. Z kondensatem mamy do czynienia wówczas, gdy gaz bozonowy jest oziębiony poniżej pewnej temperatury krytycznej  $T_c$ ; wtedy większość atomów obsadza najniższy stan kwantowy, czyli kondensuje. Wedle mechaniki kwantowej w temperaturze  $T$  atomy o masie  $m$  mogą być bowiem traktowane jako paczki falowe o rozmiarach rzędu termicznej długości fali de Broglie’a  $\lambda_{dB} = (2\pi^2\hbar^2/mk_B T)^{1/2}$ . Innymi słowy,  $\lambda_{dB}$  jest nieoznaczonością położenia związaną z termicznym rozkładem pędu i zwiększa się przy obniżaniu temperatury. Po ochłodzeniu układu, gdy  $\lambda_{dB}$  staje się porównywalna ze średnią odległością między atomami, poszczególne paczki falowe zaczynają się na siebie nakładać i gaz staje się „kwantową zupą” nierozróżnialnych cząstek. W dokładnie określonej temperaturze (która dla gazu doskonałego jest związana z maksymalną koncentracją atomów  $n$  warunkiem  $n\lambda_{dB}^3 = 2,612$ ) układ ulega przemianie fazowej i tworzy się kondensat (rys. 2), w którym większość atomów znajduje się w tym samym stanie kwantowym. W przypadku atomów fermionowych chłodzenie stopniowo przybliża gaz do stanu „morza Fermiego”, w którym każdy z poziomów niskoenergetycznych jest obsadzony przez dokładnie jeden atom.



Rys. 2. Kryterium kondensacji Bosego–Einsteina. W wysokiej temperaturze gaz cząstek słabo oddziałujących można traktować jako układ „kul bilardowych”. W uproszczonej wersji opisu kwantowego atomy mogą być uważane za paczki falowe o rozmiarze odpowiadającym długości  $\lambda_{dB}$  ich fali de Broglie’a. W temperaturze przemiany fazowej w kondensat  $\lambda_{dB}$  staje się porównywalna z odległością między atomami i następuje kondensacja Bosego–Einsteina. W miarę jak temperatura zbliża się do zera bezwzględne, chmura termiczna znika i pozostaje czysty kondensat.

Wytworzenie BEC jest zatem w teorii bardzo proste: należy oziębić gaz tak silnie, by atomowe paczki falowe zaczęły się na siebie nakładać! W większości przypadków układ dużo wcześniej ulegnie jednak zwykłej przemianie fazowej, przechodząc w stan ciekły lub stały. Taka standardowa kondensacja jest do uniknięcia jedynie w niezwykle rozrzedzonych gazach, o gęstości rzędu jednej stutysięcznej gęstości zwykłego powietrza, w których czas wymagany do połączenia się atomów w cząsteczki lub klaster w wyniku zderzeń trójciałowych (odwrotnie proporcjonalny do kwadratu gęstości) wydłuża się do sekund lub minut. Ponieważ częstość sprężystych zderzeń binarnych maleje proporcjonalnie do gęstości w pierwszej potęgce, to zderzenia takie są dużo częstsze niż trójciałowe. Dlatego równowaga termodynamiczna ze względu na translacyjne stopnie swobody gazu atomowego jest osiągana znacznie szybciej niż równowaga chemiczna i degeneracja kwantowa może nastąpić w metatrwałej fazie gazowej. Dla gazów o tak małej gęstości kondensacja możliwa jest jednak dopiero w temperaturze z zakresu od nano- do mikrokelwinów.

Doświadczalne wytworzenie BEC wymagało po pierwsze znalezienia układu atomowego, który pozostanie gazem aż do temperatury przemiany fazowej w kondensat, a po drugie rozwinięcia metod chłodzenia i pułpowania, tak by uzyskać wymaganą temperaturę i gęstość. Jeszcze na przełomie lat 80. i 90. nie było wcale pewne, czy przyroda nam to umożliwi. Wielu badaczy wątpiło w to, że kondensat uda się kiedykolwiek uzyskać, uważając jego otrzymanie za nieosiągalne marzenie. Sądono, że dążenie do otrzymania BEC doprowadzi do odkrycia wielu nowych, interesujących zjawisk, które będą jednak zarazem źródłem nieznanymi wcześniej ograniczeń technicznych na drodze do ostatecznego celu. W artykule z 1994 r. można znaleźć słowa Steve’a Chu: „Idę o zakład, że przyroda nie da nam odkryć kondensatu Bosego–Einsteina. Przez ostatnie 15 lat doskonale sobie z tym radziła” [3].

Warunki do wytworzenia kondensatu w parach metali alkalicznych osiągnięto, mówiąc w skrócie, dzięki połączeniu dwóch metod obniżania temperatury. Do wstępnego oziębienia gazu używa się chłodzenia laserowego, zachodzącego wtedy, gdy fotony rozpraszane mają, średnio rzecz biorąc, częstość większą od częstości fotonów padających (czyli następuje „przesunięcie ku błękitowi”). W rezultacie światło rozproszone unosi ze sobą więcej energii niż atomy jej pochłonęły, co prowadzi do zmniejszenia temperatury gazu. Przesunięcie ku błękitowi otrzymuje się, wykorzystując zjawisko Dopplera lub dynamiczne zjawisko Starka. Różne metody chłodzenia laserowego są omówione w wykładach noblowskich z 1997 r. [4–6]. Po wstępnym oziębieniu atomy są wystarczająco powolne, aby można je było uwięzić w pułapce magnetycznej. Przestrzenne ograniczenie ruchu cząstek gazu za pomocą pól sił jest niezbędne – gazu nie można po prostu zamknąć w naczyniu, gdyż wówczas atomy przykleja-

łyby się do jego ścianek. Warto zauważyć, że podobne rozwiązanie jest stosowane w przypadku plazmy, zbyt gorącej na to, by można ją było trzymać w jakimkolwiek naczyniu. Po magnetycznym uwięzieniu atomów stosowany jest drugi etap oziębiania, tzw. chłodzenie przez parowanie [7–9]. Polega ono na tym, że głębokość pułapki jest stopniowo zmniejszana, dzięki czemu z układu uciekają atomy o największej energii, a pozostałe osiągają równowagę termodynamiczną w coraz niższej temperaturze. W większości doświadczeń stan degeneracji kwantowej osiągnięto w temperaturze od 500 nK do 2  $\mu$ K i dla koncentracji rzędu  $10^{14}$  lub  $10^{15}$  atomów/cm<sup>3</sup>. Największe kondensaty zawierają 100 milionów atomów (w sodzie) lub nawet miliard (w wodorze); najmniejsze – tylko kilkaset. W zależności od rodzaju pułapki magnetycznej kondensat albo jest z grubsza kulisty, o średnicy 10–50  $\mu$ m, albo ma kształt cygara o średnicy ok. 15  $\mu$ m i długości ok. 300  $\mu$ m. Cały cykl chłodzenia – aż do otrzymania kondensatu – może trwać od kilku sekund do nawet kilku minut.

Po tym krótkim wstępie chciałbym omówić historyczny kontekst poszukiwań kondensatu, a następnie opowiedzieć o pracach przeprowadzonych w MIT, które w rezultacie doprowadziły do wytworzenia BEC w sodzie. Na koniec podam kilka przykładów ilustrujących bogactwo zjawisk fizycznych, jakie można badać za pomocą BEC. Bardziej szczegółowy opis osiągnięć mojej grupy został przedstawiony w czterech artykułach przeglądowych [8,10–12].

## 2. BEC i fizyka materii skondensowanej

Kondensacja Bosego–Einsteina (B–E) jest jednym z najbardziej intrygujących zjawisk przewidzianych przez kwantową fizykę statystyczną. Historia teorii BEC jest bardzo ciekawa; jej atrakcyjne przedstawienie zawierają biografie Einsteina [13] i Londona [14] oraz artykuł przeglądowy Griffina [15]. Warto na przykład wiedzieć, że Einstein opublikował swoje przewidywania, zanim teoria kwantowa została w pełni rozwinięta oraz zanim odkryto różnicę między bozonami i fermionami [16]. Po nim cenny wkład w teorię wnieśli – żeby wspomnieć tylko najwybitniejszych – London, Landau, Tisza, Bogoliubow, Penrose, Onsager, Feynman, Lee, Yang, Huang, Bieliajew i Pitajewski. Związek kondensacji B–E z nadciekłością w helu był zawsze ważną kwestią, będącą przedmiotem wielkiego sporu między Londonem a Landauem (patrz [14]). Dopiero prace Bogoliubowa, Bieliajewa, Griffina i innych pokazały, że mechanizm kondensacji B–E odtwarza obraz mikroskopowy ukryty za landauowską „hydrodynamiką kwantową”. Kondensacja B–E jest blisko związana również z nadprzewodnictwem, w którym cząstkami podlegającymi przemianom fazowej są tzw. pary Coopera. Tak więc u podstaw kilku makroskopowych zjawisk kwantowych leży właśnie kondensacja B–E.

Ta przemiana fazowa jest zupełnie wyjątkowa, jest ona bowiem zjawiskiem czysto kwantowym, zachodzą-

cym nawet w nieobecności oddziaływań. Einstein opisał ją jako kondensację „bez sił przyciągania” [16]. Sprawia to, że kondensacja B–E jest paradygmatem mechaniki statystycznej, obszernie rozważanym w kontekście fizyki materii skondensowanej, fizyki jądrowej, cząstek elementarnych, a nawet astrofizyki [17]. Z drugiej strony prawdziwe cząstki zawsze się przyciągają lub odpychają i nawet słabo oddziałujący gaz bozonowy ma właściwości jakościowo różne od cech swojego doskonałego (czyli nieoddziałującego) odpowiednika [18]. Przez dość długi czas uważano, że zanim układ ulegnie przemianie fazowej w BEC, oddziaływania zawsze doprowadzą do „zwykłej” kondensacji (w ciało stałe). Jedynym kontrprzykładem był nadciekły hel, w którego przypadku niewielka masa oraz towarzysząca jej duża energia drgań zerowych uniemożliwia przemianę w stan stały nawet w temperaturze zera bezwzględne. Oto co na temat kondensatu napisał w 1952 r. Erwin Schrödinger w podręczniku termodynamiki: „Gęstość musiałaby być tak duża, a temperatura tak niska – są to warunki wystąpienia znaczących odstępstw [od statystyki klasycznej] – że poprawki van der Waalsa będą zawsze towarzyszyć ewentualnym efektom degeneracji i niewielka jest szansa na to, byśmy kiedykolwiek byli w stanie oddzielić od siebie te dwa zjawiska” [19]. Nie rozważał on jednak silnie rozrzedzonych układów w metatrwałej fazie gazowej!

Wyścig mający na celu doświadczalne wytworzenie BEC w rozrzedzonych, słabo oddziałujących gazach prowadził co najmniej trzema różnymi drogami, związanymi z ciekłym helem, ekscytonami i gazami atomowymi. Prace doświadczalne [20,21] i teoretyczne [22] wykazały, że początek nadciekłości w helu w naczyniu z wycoru wykazuje cechy kondensacji B–E w gazie rozrzedzonym. Przy dostatecznie małym pokryciu powierzchni hel zadsorbowany w porach tego przypominającego gąbkę szkła zachowywał się jak rozrzedzony gaz trójwymiarowy. Interpretacja tych wyników wciąż jednak nie jest jednoznaczna [23].

Ekscytony, składające się ze słabo związanych par elektron–dziura, są bozonami złożonymi. Fizyka ekscytonów w półprzewodnikach jest bardzo bogata i obejmuje m.in. tworzenie się cieczy elektronowo–dziurowej oraz ekscytony podwójne. Wykazano np., że istnieją układy, w których ekscytony tworzą słabo oddziałujący gaz [24,25]. Wstępne doniesienia o kondensacji w Cu<sub>2</sub>O [26] zostały jednak odwołane [27]. Bardzo obiecujące są natomiast prace nad sprzężonymi studniami kwantowymi [28]. Ekscytony silnie oddziałujące ze światłem we wnęce rezonansowej tworzą polarytony. W takich układach niedawno zaobserwowano rozpraszanie wymuszone oraz kondensaty nierównoważowe [29–31].

## 3. Spinowo spolaryzowany wodór

Rozrzedzone gazy atomowe są odmienne od omawianych dotychczas układów w fazie skondensowa-

nej ze względu na brak w nich silnych oddziaływań. W cieczech i ciałach stałych wzajemne oddziaływania między cząstkami znacznie modyfikują i komplikują charakter przemiany fazowej. Hecht [32] oraz Stwalley i Nosanow [33] wywnioskowali na podstawie tzw. kwantowej metody stanów odpowiadających (ang. corresponding states), że spinowo spolaryzowany wodór pozostanie w fazie gazowej nawet w temperaturze zera bezwzględnej, a zatem powinien być dobrym kandydatem do wytworzenia BEC w rozrzedzonej gazie atomowym. Sugestia ta skłoniła do podjęcia prac doświadczalnych w tym kierunku m.in. Silverę i Walravena w Amsterdamie, Greytaka i Kleppnera w MIT oraz zespoły z Moskwy, Turku, Kolumbii Brytyjskiej, Uniwersytetu Cornella, Harvardu i Kioto. Wielkie poruszenie wywołało doniesienie o stabilizacji spinowo spolaryzowanego gazu wodorowego [34,35] i wynikająca z niej perspektywa rychłego osiągnięcia kondensacji. Początkowo doświadczenia polegały na napełnianiu komórek kriogenicznych spinowo spolaryzowanym wodorem, który potem sprężano. Od 1985 r. wykorzystuje się w nich także pułapki magnetyczne i chłodzenie przez parowanie. BEC w wodrze został ostatecznie wytworzony w 1998 r. przez Kleppnera, Greytaka i współpracowników [36]. Szczegółowy opis wyścigu po kondensat wodorowy znajduje się w pracach [9,37–39], a zwłaszcza w artykule [40]. Dowody przemiany fazowej w układzie dwuwymiarowym zostały przedstawione w 1998 r. [41].

W pracach z atomami alkalicznymi wykorzystano doświadczenie nabyte przy badaniu spinowo spolaryzowanego wodoru w następujących aspektach:

— W badaniach wodoru stwierdzono, że może on pozostać w metatrwałej fazie gazowej w warunkach bliskich przemiany fazowej w BEC. Wyzwaniem było zatem znalezienie takiego zakresu temperatury i gęstości, w którym ta metatrwałość wystarcza do uzyskania stanu degeneracji kwantowej.

— Wiele cech BEC w potencjałach niejednorodnych [42–44] oraz teorię zderzeń zimnych atomów (patrz np. [45]), rozwiniętą w latach 80. na potrzeby wodoru, można było bezpośrednio przenieść na układy składające się z atomów alkalicznych.

— Metoda chłodzenia przez parowanie została po raz pierwszy wykorzystana właśnie do wodoru [7,46], a dopiero potem użyta do gazów alkalicznych.

#### 4. Chłodzenie laserowe

Chłodzenie laserowe umożliwiło nowe podejście do fizyki bardzo niskich temperatur. Doświadczenia wykorzystujące tę metodę, prowadzone w komorach próżniowych utrzymywanych w temperaturze pokojowej oraz charakteryzujące się łatwym dostępem optycznym do badanego układu, bardzo się różnią od eksperymentów z komorami kriogenicznymi otoczonymi wieloma warstwami izolacji termicznej. Nie bez znaczenia jest też fakt, że liczba pierwiastków, jakie mogą

być w ten sposób badane w niskich temperaturach, znacznie wzrosła – prócz helu i wodoru są to wszystkie metale alkaliczne, metatrwałe gazy szlachetne, kilka pierwiastków ziem alkalicznych (berylowców) i inne (lista pierwiastków chłodzonych laserowo jest ciągle rozbudowywana). Pełen opis metod chłodzenia laserowego i ich rozwoju jest zawarty w pracach [47–49] oraz w wykładach noblowskich Chu, Cohena-Tannoudjiego i Phillippsa [4–6].

W niektórych artykułach i projektach badawczych z pierwszej połowy lat 80., pisanych przed powstaniem głównych metod chłodzenia i pułapkowania atomów oraz w trakcie ich rozwoju, wymieniano degenerację kwantową w rozrzedzonych gazach jako wizjonerski cel tej nowej dziedziny [50–52]. Wkrótce jednak ujawniły się pierwsze poważne problemy. Choć nie ma w zasadzie kresu dolnego temperatury możliwej do osiągnięcia w ten sposób, to w praktyce dla chłodzenia metodą gradientu polaryzacji istnieje taka granica (równoważna ok. 10-krotnej energii odrzutu). Metody prowadzące do jeszcze niższych temperatur – poniżej energii odrzutu – okazały się niezwykle trudne w realizacji i wymagające długiego czasu chłodzenia, zwłaszcza w układach trójwymiarowych. Możliwa do uzyskania liczba i koncentracja atomów była z kolei ograniczona w wyniku zarówno wymuszonych przez światło zderzeń niesprężystych (prowadzących do strat atomów w pułapce [53,54]), jak i absorpcji rozproszonego światła laserowego [55], co daje efektywnie skierowane na zewnątrz ciśnienie promieniowania, osłabiające potencjał pułapki i uniemożliwiające uzyskanie dużej koncentracji. Ponadto, ponieważ nie można było zejść do najniższych temperatur przy jednoczesnym utrzymaniu dużej koncentracji [56–58], większość metod chłodzenia i pułapkowania prowadziła do koncentracji w przestrzeni fazowej odpowiadającej  $n\lambda_{dB}^3 = 10^{-5}$ , a przypomnijmy, że warunkiem kondensacji jest  $n\lambda_{dB}^3 = 2,612$ . Taką właśnie sytuację zastałem, gdy w 1990 r. zająłem się badaniem zimnych atomów. Dopiero niedawno osiągnięto wyraźny postęp w zakresie koncentracji w przestrzeni fazowej możliwej do uzyskania za pomocą chłodzenia laserowego [59–61], lecz nadal nie wystarcza ono do wytworzenia BEC.

#### 5. Prace w MIT w latach 1990–96

##### 5.1. Doskonalenie chłodzenia laserowego

Kiedy w 1990 r. jako stażysta po doktoracie dołączyłem do grupy Dave’a Pritcharda w MIT, naszym celem było zbudowanie silnego źródła zimnych atomów, które umożliwiłoby badanie zderzeń zimnych atomów oraz swobodnych cząsteczek, których atomy znajdują się w dużej odległości. Rozmawialiśmy często z Dave’em o ograniczeniach ówczesnych metod chłodzenia w zakresie osiąganego temperatury i gęstości oraz próbowaliśmy znaleźć sposoby ich obejścia. Jednym z takich problemów był fakt, że w pułapce

magnetycznej mogą być utrzymane jedynie te atomy, które znajdują się w takich stanach struktury nadsubtelnej, że dążą do obszaru słabego pola magnetycznego. Podczas zderzenia dwóch atomów w pułapce może dojść do odwrócenia spinu i wtedy energia zeemanowska jest zamieniana w energię kinetyczną (jest to tzw. relaksacja dipolowa). Proces ten był podstawową trudnością w doświadczeniach z atomowym wodorem.

Najpierw zaczęliśmy się zastanawiać, czy dołączenie pól elektrycznego i grawitacyjnego pozwoliłoby na stabilne uwięzienie atomów w najniższym stanie struktury nadsubtelnej – ale niestety odpowiedź była przecząca [62]. Furtką umożliwiającą obejście tej przeszkody było zastosowanie zmiennego pola magnetycznego. Opierając się na wcześniejszej pracy [63], zaprojektowałem doświadczenie, w którym atomy sodu miały być uwięzione przy użyciu zmiennych pól magnetycznych i które wyglądało na możliwe do wykonania. Dowiedzieliśmy się jednak, że Eric Cornell z Boulder wpadł na podobny pomysł i, co więcej, zrealizował go doświadczalnie [64], więc zarzuciliśmy te prace na etapie szkicu na kartce papieru. Nie był to ostatni przypadek, gdy Eric i ja rozwijaliśmy podobne koncepcje niezależnie i prawie jednocześnie!

Pułapkowanie atomów w najniższym stanie struktury nadsubtelnej nie jest jednak warunkiem koniecznym do osiągnięcia kondensacji. Już w 1986 roku Pritchard poprawnie oszacował częstości zderzeń sprężystych i niesprężystych dla atomów alkalicznych [52]. Na tej podstawie można było łatwo przewidzieć, że dla tych pierwiastków, w przeciwieństwie do wodoru, tzw. dobre zderzenia (sprężyste, niezbędne do termalizacji gazu) będą dominować nad „zderzeniami złymi” (niesprężystymi, dwu- i trójciałowymi) i że w takim razie o wyniku chłodzenia przez parowanie w parach metali alkalicznych najprawdopodobniej nie będą decydowały wewnętrzne straty oraz procesy prowadzące do ogrzewania się układu. Atmosfera była jednak prześycona pesymizmem [65] i sceptycyzmem, a opisane wyżej prace doświadczalne [64] i teoretyczne [62] nad pułapkami dla atomów zdążających do obszaru silnego pola trzeba widzieć w tej perspektywie.

W tamtym czasie pojawiły się również sugestie, że do znacznego oziębienia gazu mogą być użyte potencjały zmienne; wykazaliśmy jednak, że nie jest to możliwe [66]. Prawdziwe chłodzenie wymaga układu otwartego, tak by entropia mogła być odprowadzona na zewnątrz – w chłodzeniu laserowym w postaci fotonów rozproszonych, a w chłodzeniu przez parowanie – w postaci atomów usuwanych z pułapki. Wraz z Dave'em ciągle staraliśmy się wymyślić nowe metody chłodzenia laserowego. W 1991 r., na szkole letniej w Varennie, Dave przedstawił nowy schemat chłodzenia układu trójpoziomowego [67], a ja – zainspirowany tym pomysłem – opracowałem metodę chłodzenia wykorzystującą przejścia ramanowskie. Zastępując sześć wiązek laserowych w melasach optycznych wiązkami

przeciwbieżnymi, dostrojonymi do przejścia ramanowskiego czulego na przesunięcie dopplerowskie, mieliśmy nadzieję na uzyskanie melasy optycznej, w której szerokość linii byłaby proporcjonalna do szybkości pompowania optycznego, a przez to regulowana. Zaczęliśmy nawet zestawiać elektronikę dla częstotliwości radiowych oraz osłony magnetyczne do chłodzenia ramanowskiego, lecz dowiedzieliśmy się, że Mark Kasevich i Steve Chu pracują nad tym samym, wykorzystując impulsy laserowe [68]. Z tego powodu, a również dlatego, że mniej więcej w tym samym czasie powstał pomysł pułapki typu Dark SPOT (o której będzie mowa w dalszej części artykułu), przestaliśmy się zajmować chłodzeniem ramanowskim.

Nasza praca doświadczalna w tamtych latach skupiała się najpierw na wytworzeniu dużego strumienia powolnych atomów. Podczas moich pierwszych miesięcy w MIT, gdy przebywali tam również Kris Helmerston i Min Xiao, zbudowaliśmy pułapkę magnetooptyczną (MOT) zawierającą komórkę z parą sodu. Nasz pomysł był zainspirowany doświadczeniami z Boulder [69], ale mieliśmy nadzieję na to, że uda nam się znacznie zwiększyć szybkość napełniania pułapki przez użycie dodatkowych częstości (także zależnych od czasu) po czerwonej stronie linii rezonansowej  $D_2$ . Nie udało się – na początku podejrzewaliśmy, że winne są pobliskie poziomy struktury nadsubtelnej, lecz później okazało się, że metoda nie prowadzi do sukcesu także dla cezu [70] ze względu na niekorzystną zmienność częstości w czasie. Była to jednak, jeśli nie liczyć zarzuconego wkrótce układu kriogenicznego, pierwsza pułapka magnetooptyczna zbudowana w MIT (wcześniejsze prace Dave'a Pritcharda na temat pułapek magnetooptycznych były wykonane w Laboratoriach Bella we współpracy z grupą Steve'a Chu). Michael Joffe, Alex Martin, Dave Pritchard i ja skoncentrowaliśmy się następnie na spowalnianiu wiązki atomowej, lecz zamiast pójść śladem znanej metody spowalniania zeemanowskiego, postanowiliśmy skupić się na pomysłach wykorzystującym światło izotropowe [71]. W tej metodzie atomy przechodzą przez komórkę o rozpraszających ściankach i oddziałują ze światłem izotropowym o częstości przesuniętej ku czerwieni w stosunku do przejścia atomowego. W takiej sytuacji atomy chętniej absorbują światło padające na nie od przodu, a zatem są spowalniane. Doświadczenie działało bardzo dobrze, a praca nad nim dała nam wiele zadowolenia. Wymagania co do mocy lasera, a także uzyskane spowolnienie wiązki atomowej były jednak mniej korzystne niż w metodzie spowalniania zeemanowskiego, zdecydowaliśmy się więc powrócić na utarty szlak i skupić się na optymalizacji spowalniania zeemanowskiego.

Do budowy spowalniacza wykorzystaliśmy nową konstrukcję, autorstwa Grega Lafyatisa, w której – w przeciwieństwie do tradycyjnego rozwiązania – pole magnetyczne wzrasta, a nie maleje [72]. Zorientowaliśmy się bowiem, że w miejscu, gdzie pole magnetyczne

jest największe, będziemy w stanie zastosować dodatkowe chłodzenie laserowe w kierunku poprzecznym do kierunku rozchodzenia się wiązki, dzięki czemu uda się ją jeszcze bardziej zogniskować. W tym celu jeden z doktorantów, Michael Joffe, nawinął solenoid, do którego wnętrza można było wprowadzić radialnie jeszcze cztery wiązki laserowe. Kolimacja się udała [73], lecz nie aż tak, jak się spodziewaliśmy, i doszliśmy do wniosku, że tak niewielki zysk nie był wart komplikacji układu doświadczalnego. Niemniej nawet bez dodatkowego ogniskowania nasz spowalnicz zeemanowski wytwarzał jeden z największych w owym czasie strumieni powolnych atomów, a wkrótce potem mieliśmy już do dyspozycji pułapkę magnetoptyczną zawierającą dużą chmurę atomów sodu. Myśląc dziś o tym, jestem zdumiony, jak wiele metod rozważaliśmy i sprawdzaliśmy w praktyce, lecz pewnie było to niezbędne do wybrania najlepszego rozwiązania.

Szkoła letnia w Varennie w 1991 r., poświęcona chłodzeniu laserowemu, z kilku powodów pozostawiła na mnie niezatarte wrażenie. Zaledwie rok wcześniej zacząłem się zajmować fizyką zimnych atomów i to tam po raz pierwszy spotkałem kolegów po fachu, z którymi nawiązałem długotrwałe związki. Doskonale pamiętam pewne długie popołudnie, gdy siedziałem z Dave'em Pritchardem na dworze, mając przed oczyma zapierający dech w piersiach widok na jezioro Como i dyskutując z nim o czekających nas wielkich wyzwaniach i o tym, jak im sprostać. Wsparcie i zachęta ze strony Dave'a były dla mnie bardzo ważne, pomagając mi poczuć się pewnie w nowej dla mnie dziedzinie badań. Zastanawialiśmy się nad kwestią, która chodziła nam po głowie już od jakiegoś czasu: jak połączyć chłodzenie laserowe i chłodzenie przez parowanie.

Z przeprowadzonych w MIT doświadczeń nad spinowo spolaryzowanym wodorem [7] wynikało, że parowanie można byłoby uzyskać w pułapce magnetycznej, wykorzystując procesy odwrócenia spinu za pomocą pola o częstotliwości radiowej, jak zaproponowali Pritchard i współpracownicy w 1989 r. [74]. Z kolei pułapek magnetycznych i chłodzenia laserowego używano jednocześnie już w pierwszych eksperymentach z tej dziedziny, przeprowadzonych w NIST [75] i MIT [76], a także w doświadczeniach z MIT dotyczących chłodzenia dopplerowskiego [74,77]. W 1990 r. w Boulder udało się napełnić pułapkę magnetyczną, wykorzystując jako źródło pułapkę magnetoptyczną i melasę optyczną [69]. W pracy [78] Monroe, Cornell i Wieman opisali metodę chłodzenia laserowego z perspektywy osiągnięcia BEC. Tak więc w 1990 r. znano już większość kawałków układanki, której całość to BEC, lecz nie było pewności, czy kiedykolwiek uda się je złożyć razem.

Chłodzenie laserowe udaje się najlepiej w układach o małej gęstości, gdy absorpcja i zderzenia wymuszone przez światło mają niewielkie znaczenie, natomiast chłodzenie przez parowanie wymaga dużej częstości zderzeń i dużej gęstości. Podstawowym proble-

mem jest fakt, że przekrój czynny na rozpraszanie światła, który jest rzędu  $10^{-9}$  cm<sup>2</sup>, jest dużo – około tysiąca razy – większy niż przekrój czynny na zderzenia sprężyste między atomami. Dziś już wiemy, że do osiągnięcia czasu życia próbki dużo dłuższego niż czas między zderzeniami wystarczyłoby użycie po chłodzeniu laserowym bardzo ciasnej pułapki magnetycznej oraz niezwykle wysokiej próżni, co wykazano na Rice University [79]. Nasza ówczesna ocena sytuacji była jednak inna: uważaliśmy, że należy znacznie ulepszyć chłodzenie laserowe, tak by zmniejszyć olbrzymią różnicę gęstości dopuszczanych przez dwie metody chłodzenia. Dyskutowaliśmy z Dave'em, jak obejść procesy wyznaczające gęstość graniczną w pułapce magnetoptycznej. Rozważaliśmy metodę spójnego uwięzienia obsadzeń, polegającą na umieszczeniu atomów w stanie spójnej superpozycji stanów, w którym atomy nie pochłaniają światła. Mieliśmy różne pomysły, jak przepompowywać atomy znajdujące się w centrum pułapki do takiego stanu „ciemnego”, ale wyniki oszacowań nie były zbyt obiecujące. Kilka miesięcy później przyszedł nam do głowy bardzo prosty pomysł. Otóż, jeśli tzw. wiązkę repompującą w pułapce magnetoptycznej zasłoni się w środku, to atomy w dolnym stanie struktury nadsubtelnej pozostaną w środku pułapki, nie absorbując wiązki pułapkującej, która jest niemal rezonansowa dla atomów w górnym stanie nadsubtelnym. Gęstość, jaką można uzyskać w pułapce magnetoptycznej, jest wyznaczona przez straty w wyniku zderzeń między atomami w stanie wzbudzonego oraz w wyniku wielokrotnego rozpraszania światła, działającego efektywnie jak odpychanie między atomami. W ciemności siła pułapkująca maleje proporcjonalnie do prawdopodobieństwa, że atomy znajdują się w stanie, dla którego światło jest rezonansowe, lecz z drugiej strony oddziaływanie odpychające wymaga, aby oba atomy były w tym stanie, a zatem maleje jak kwadrat tego prawdopodobieństwa. W sumie więc utrzymywanie atomów w ciemności prowadzi do zysku pod względem gęstości. Oczywiście nie można w tym przebrać miary – naturalną granicą jest sytuacja, kiedy wielkość chmury nie jest już wyznaczona przez warunek równowagi między siłami odpychającymi a pułapkującymi, lecz przez temperaturę chmury.

Zysk na gęstości w takim układzie, zwanym Dark SPOT (Dark Spontaneous Force Optical Trap, pułapka optyczna wykorzystująca siłę spontaniczną w ciemności), w porównaniu do zwykłej pułapki magnetoptycznej rośnie wraz z liczbą atomów. Dlatego w 1992 r., zanim wcieliłiśmy nasz pomysł w życie, powiększyliśmy MOT do ogromnych rozmiarów. Udało nam się to praktycznie natychmiast i byliśmy bardzo podnieceni, widząc cień chmury atomów w pułapce po oświetleniu jej wiązką sondującą. Stwierdziliśmy, że wiązka sondująca była osłabiana ponad  $e^{-100}$  razy [80], co oznaczało, że uzyskaliśmy chmurę zimnych atomów o niespotykanej dotąd jednocześnie liczbie i gęstości.

## 5.2. Połączenie obu metod chłodzenia: laserowego i przez parowanie

Następne tygodnie i miesiące były dość dramatyczne. Co powinniśmy robić dalej? Dave Pritchard planował wykorzystać tę pułapkę jako doskonały punkt wyjścia do badania zderzeń zimnych atomów oraz fotoasocjacji – zespoły, które wybrały tę drogę, odniosły rzeczywiście znaczne sukcesy [81,82]. Istniała jednak również ekscytująca perspektywa połączenia chłodzenia laserowego i chłodzenia przez parowanie. Częstość zderzeń sprężystych w pułapce typu Dark SPOT oszacowaliśmy na 100 Hz [80], co wydawało się całkowicie wystarczające, aby natychmiast rozpocząć chłodzenie przez parowanie w pułapce magnetycznej. Po dłuższej dyskusji cała grupa zdecydowała się na ambitniejszy, ale i mniej pewny cel, jakim było chłodzenie przez parowanie. Był to jeden z tych rzadkich momentów, kiedy wysiłki całej grupy zostają nagle skupione na nowym zadaniu. Jeszcze przed napisaniem artykułu o pułapce typu Dark SPOT złożyliśmy zamówienia na części potrzebne do rozbudowy naszego układu doświadczalnego z myślą o pułapce magnetycznej i wymaganej przy tym niezwykle wysokiej próżni. Wszystkie siły laboratorium zostały skierowane ku chłodzeniu przez parowanie. Dzięki pułapce typu Dark SPOT osiągnęliśmy znaczny postęp w połączeniu dużej liczby atomów i dużej ich koncentracji przy chłodzeniu laserowym. Okazało się to kluczowe dla dalszych prac nad kondensatem zarówno w Boulder [83], jak i MIT [84], oraz wydaje się niezbędne nawet w obecnie prowadzonych doświadczeniach z sodem, chociaż nie jest wymagane dla rubidu.

Następnym krokiem było zaprojektowanie ciasnej pułapki magnetycznej. Zdecydowaliśmy się na sferyczną pułapkę kwadrupolową, składającą się po prostu z dwóch cewek o przeciwnym kierunku przepływu prądu – układu stosowanego w pierwszych doświadczeniach wykazujących pułapkowanie magnetyczne [75]. Wiedzieliśmy, że nieuchronnym ograniczeniem jej możliwości będą tzw. przejścia Majorany w środku pułapki, gdzie pole magnetyczne jest równe zeru. W bardzo słabym polu magnetycznym precesja spinu atomu jest zbyt wolna na to, by mógł on nadążyć za zmieniającym kierunek polem magnetycznym, i w rezultacie możliwe jest przejście do innego, niepułapkowanego podpoziomu zeemanowskiego, co oczywiście prowadzi do strat. Oszacowaliśmy częstość przejść Majorany, ale nie byliśmy pewni, czy dobrze znamy współczynnik proporcjonalności. Mimo to wydawało się, że przejścia te mogą się okazać zabójcze dopiero wtedy, gdy rozmiar chmury zmniejszy się w wyniku chłodzenia przez parowanie, a więc nie powinny przeszkodzić nam w wykazaniu, że obie metody chłodzenia daje się połączyć. Po tym, jak Michael Joffe przedstawił nasze rozwiązanie z pułapką kwadrupolową na konferencji QELS w 1993 r., Eric Cornell powiedział mi, że niezależnie doszedł do takich samych wniosków. Na konferencji

OSA w Toronto w tym samym roku donieśliśmy o udanym przeniesieniu atomów z pułapki typu Dark SPOT do pułapki magnetycznej oraz o wydajnym zmniejszaniu się chmury atomów w wyniku przejść z odwróceniem spinu wymuszanych w polu o częstotliwości radiowej.

Mniej więcej w tym samym czasie zostałem profesorem w MIT. Dave Pritchard złożył mi niezwykle propozycję: zobowiązał się do przekazania mi swego laboratorium (w tym dwóch grantów), o ile tylko zostanę w MIT. Po to zaś, by wszelkie zasługi za ewentualne osiągnięcia na drodze do kondensatu przypadły mnie, postanowił wycofać się z działalności, której był przecież pionierem, i dać mi pełną odpowiedzialność oraz niezależność. Dave powiedział mi, że chciał się skoncentrować na innych doświadczeniach – pomiarach mas pojedynczych jonów oraz interferometrii atomowej – chociaż rezygnował przy tym z najbardziej obiecującej działalności. Do dziś jestem wzruszony jego wspaniałomyślnością i niezwykle jak na opiekuna naukowego dbałością o moje dobro. Dwaj doktoranci, Ken Davis i Marc-Oliver Mewes, którzy rozpoczęli pracę nad doktoratem w latach 1991 i 1992, zastanawiali się, czy powinni zostać z Dave’em Pritchardem i pracować z nim nad jednym z pozostałych doświadczeń, czy też kontynuować rozpoczętą pracę nad BEC w nowo utworzonej grupie, kierowanej przez szerzej nieznanego młodszego profesora. Obaj zdecydowali się pracować ze mną, tak że mogliśmy kontynuować pracę bez dalszej zwłoki wraz z Michaeliem Andrewsem, który dołączył do nas latem 1993 r.

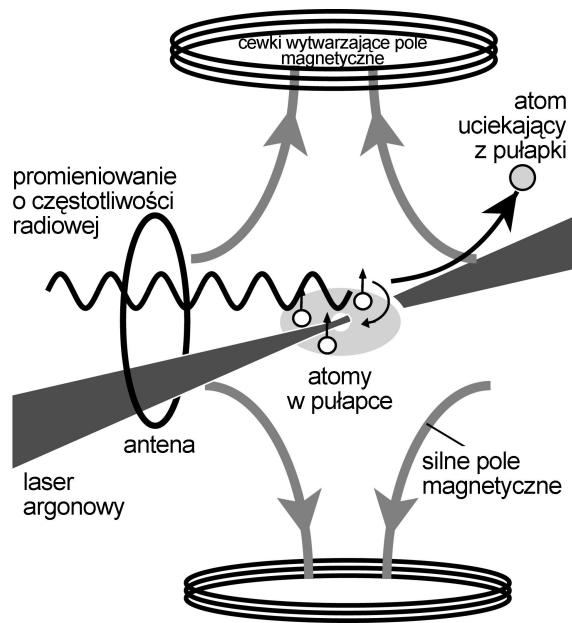
Przez kilka miesięcy musieliśmy się zajmować czymś innym niż nasz główny cel, jakim było chłodzenie przez parowanie. Temperatura osiągnana w naszej melasie była wyższa od temperatury ogłoszonej przez grupę z NIST-u [86] i uznaliśmy, że musimy opanować już istniejące metody, zanim będziemy mogli posunąć się ku jeszcze niższej temperaturze. Podejrzewaliśmy, że pewną rolę mogła odgrywać duża koncentracja atomów, lecz musieliśmy też ulepszyć naszą metodę pomiaru temperatury. Chodziło o to, by poznać rolę różnych procesów w „ciemnej” melasie, w której większość atomów jest przepompowana do ciemnego stanu nadsubtelnego. Była to również dobra praca dla doktorantów, umożliwiającą im rozwinięcie umiejętności i zdobycie samodzielności. Po kilku miesiącach udało nam się osiągnąć pewien postęp, ale zacząłem się niepokoić opóźnieniem i konkurencją grupy z Boulder. Zdecydowaliśmy się zatem na zarzucenie tego projektu i ponowne podjęcie prac nad chłodzeniem przez parowanie. Do dziś nie mamy układu do dokładnego pomiaru temperatury osiągnanej w trakcie chłodzenia laserowego – po prostu nie był on nam potrzebny.

Wiosną 1994 r. zaobserwowaliśmy pierwsze oznaki wzrostu gęstości w przestrzeni fazowej w wyniku chłodzenia przez parowanie. Wyniki te przedstawiliśmy w wykładzie na zaproszenie na Międzynarodowej Konferencji Elektroniki Kwantowej (IQEC) w maju tegoż

roku. Na tej samej konferencji grupa z Boulder doniosła o podobnych wynikach i o ograniczeniu możliwości dalszego obniżania temperatury związanym z przejściami Majorany. Było oczywiste, że kolejnym krokiem musi być udoskonalenie pułapki magnetycznej, tak aby więzić atomy w niezerowym polu magnetycznym i przez to uniknąć tych przejść. Podczas konferencji wymyśliłem, że można to osiągnąć, dodając do układu wiązkę laserową zogniskowaną w środku pułapki, tam gdzie pole magnetyczne jest bliskie zeru – wtedy na atomy działałyby odpychające siły dipolowe, utrzymując je z dala od tego niebezpiecznego rejonu (rys. 3). Pomysł ten wydał mi się tak oczywisty, że spodziewałem się, iż grupa z Boulder wpadnie na coś podobnego. Dopiero na następnej konferencji (ICAP 1994 w Boulder), gdzie przedstawiłem nasze rozwiązanie [87], dowiedziałem się, że Eric Cornell zdecydował się na użycie szybko wirującego pola magnetycznego – w tak zwanej pułapce TOP – w celu uwolnienia się od przejść Majorany. Pomysłu z laserem nie zastosowaliśmy jednak od razu. Chcieliśmy najpierw udoskonalить nasze metody obserwacji chłodzenia przez parowanie. Uznaliśmy, że stosowana przez nas diagnostyka za pomocą fluorescencji była niedoskonała, i wprowadziliśmy tzw. obrazowanie absorpcyjne, które jest obecnie standardową metodą obserwacji BEC. W tamtym czasie skupiliśmy się na bezpośrednim obrazowaniu chmury w pułapce (bez ekspansji balistycznej), a Michael Andrews i Marc-Oliver Mewes napisali skomplikowany program komputerowy do symulacji obrazów absorpcyjnych w niejednorodnym polu magnetycznym. Myśleliśmy, że będzie on bardzo przydatny, ale szybko osiągnęliśmy tak niskie temperatury, że niejednorodne przesunięcia zeemanowskie stały się mniejsze niż szerokość linii i w rezultacie po napisaniu pierwszego artykułu o chłodzeniu przez parowanie [89] nigdy więcej nie korzystaliśmy z tego programu.

Pod koniec 1994 r. przydarzyło się nam prawdziwe nieszczęście. Pułapka magnetyczna została włączona bez chłodzenia wodnego i stopiły się srebrne lutowania na cewkach. Ponieważ w tamtym okresie cewki magnetyczne były montowane wewnątrz komory próżniowej, nasz układ został uszkodzony w stopniu katastrofalnym – straciliśmy próżnię, a główne części układu musiały zostać zdemonstrowane. Nigdy nie zapomnę obrazu wody kapiącej z cewek widocznych przez okienko komory próżniowej. Na domiar złego stało się to na kilka godzin przed wizytą rektora MIT, Charlesa Vesta, który postanowił przyjść także do naszego laboratorium, aby uzyskać z pierwszej ręki informacje o postępie wybranych badań na uczelni. Podobno do dzisiaj pamięta to wydarzenie. Straciliśmy tygodnie, a może i miesiące pracy w sytuacji niezwykle wyrównanego wyścigu. Byłem przybity i zaproponowałem, żebyśmy poszli na piwo i zastanowili się, co dalej, ale studenci natychmiast wyciągnęli narzędzia i wzięli się do naprawy układu. Byłem wzruszony, widząc ich po-

święcenie i zapal w tej trudnej chwili. Nasza nowa pułapka magnetyczna miała dużo mocniejszą konstrukcję niż poprzednia. Okazało się to wręcz kluczowe, gdy później budowaliśmy pułapkę „z korkiem”, w której niezbędne było bardzo dokładne ustawienie wiązki laserowej w stosunku do pola magnetycznego. Być może zatem katastrofa nie spowodowała aż tak dużego opóźnienia prac, jak nam się początkowo wydawało.



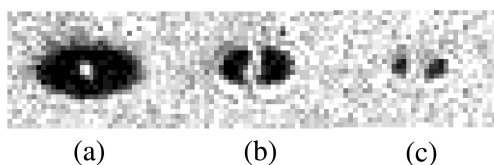
Rys. 3. Układ doświadczalny do chłodzenia atomów do stanu kondensacji. Atomy sodu są pułapkowane w silnym polu magnetycznym wytwarzanym przez dwie cewki. W środku pułapki pole magnetyczne jest równe zeru, co pozwala atomom na odwrócenie spinu i ucieczkę. Z tego względu atomy są utrzymywane z dala od centrum pułapki za pomocą silnej (o mocy 3,5 W) wiązki lasera argonowego („korek optyczny”), która działa na atomy siłą odpychającą. Chłodzenie przez parowanie jest sterowane promieniowaniem o częstotliwości radiowej z anteny. Pole selektywnie odwraca spiny atomów o największej energii. Pozostałe atomy osiągnają równowagę termodynamiczną (w niższej temperaturze) w wyniku zderzeń. Chłodzenie przez parowanie jest wymuszane przez zmniejszanie częstotliwości pola radiowego.

Na początku 1995 r. musiałem powiedzieć moim trzem doktorantom, że kończą się pieniądze, które otrzymałem jako nowy profesor na wyposażenie laboratorium. Jeśli zatem szybko nie dostaniemy choćby jednego z dwóch grantów, o które się staram, to nie będziemy w stanie wydawać pieniędzy w dotychczasowym tempie i tempo badań nieubłaganie spadnie. Na szczęście w kwietniu tegoż roku okazało się, że nasze badania będą finansowane przez NSF (National Science Foundation). Warto dziś, siedem lat później, rzucić okiem na ówczesne recenzje tego projektu: „Wydaje się, że [do wytworzenia BEC] wymagany jest ogromny postęp... możliwości obecnych metod są tak odległe od osiągnięcia paramet-



trów potrzebnych do uzyskania BEC, że niemożliwe jest... oszacowanie...”; „Nie jest jasne, czy badania te mogą mieć konsekwencje naukowe poza walorem samego wytworzenia kondensatu Bosego–Einsteina”. Trzeci recenzent: „istnieje tylko kilka konkretnych (czyli realistycznych) projektów ciekawych doświadczeń z kondensatem”. Mimo tego sceptycyzmu wszyscy recenzenci doszli ostatecznie do wniosku, że proponowane „doświadczenia są wartościowe i warte wykonania”. Po otrzymaniu decyzji o przyznaniu grantu cała grupa uczęła to wydarzenie uroczystą kolacją i wreszcie można było zatrudnić czwartego doktoranta (Dallina Durfee’ego), który wyraził zainteresowanie tą możliwością już kilka miesięcy wcześniej.

W końcu grudnia 1994 r. wysłaliśmy do publikacji pracę o chłodzeniu przez parowanie i mogliśmy się wreszcie skupić na „zatkaniu dziury w środku pułapki”. Musieliśmy się nauczyć, jak należy ustawić wiązkę lasera argonowego o dużej mocy i jak przeprowadzić ją przez wiele urządzeń osłabiających bez spowodowania większych jej deformacji. Kiedy już udało się nam nad tym zapanować, rezultat był olśniewający (rys. 4). Mogliśmy natychmiast ochłodzić układ do znacznie niższej temperatury i utrzymać w pułapce dużo więcej atomów. Podczas parowania chmura stała się tak zimna i mała, że nie mogliśmy jej już analizować. Największa zmierzona przez nas gęstość w przestrzeni fazowej była 30 razy mniejsza od granicy kondensacji, ale być może byliśmy dużo bliżej tej granicy. Udało nam się jeszcze tylko kilka razy wykonać doświadczenie, zanim pojawiły się poważne problemy z próżnią. Początkowo skoncentrowaliśmy się na obrazowaniu przestrzennym i dlatego dotarliśmy do granicy rozdzielczości, co nie miałooby miejsca, gdybyśmy stosowali ekspansję balistyczną i pomiary czasu przelotu. Myśleliśmy też, że kondensacja będzie osiągnięta dla znacznie większych chmur i mniejszych gęstości, więc pracowaliśmy z rozprężaniem adiabatycznym i napotkaliśmy trudności polegające na tym, że miejsce, w którym pole magnetyczne było równe zeru, przesunęło się względem „korka”.



Rys. 4. Obrazy absorpcyjne chmur atomowych w pułapce z „korkiem optycznym”. a) Chmura jest już zimniejsza niż byłaby bez „korka” (czyli wiązki lasera argonowego). b) Chmura wykazuje podział na dwie części, zajmujące obszary minimów potencjału. c) Chmura ma rozmiar na granicy rozdzielczości aparatury obrazującej ( $\leq 10 \mu\text{m}$ ), pochłania ona jednak aż 90% światła wiązki sondującej – na tej podstawie można wyznaczyć górną granicę temperatury ( $10 \mu\text{K}$ ) i dolną granicę koncentracji ( $5 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-3}$ ).

W ciągu kilku miesięcy mieliśmy niemal bez przerwy kłopoty z próżnią. Cewki wewnątrz komory z nieznanymi przyczynami wydzielały gaz i próżnia stopniowo się psuła. Wiosną i latem 1995 r. musieliśmy kilkakrotnie wygrzewać komorę najwyższej próżni. Do tego Ken Davis musiał spisać swoją rozprawę doktorską i przestał pracować w laboratorium. Warto przypomnieć moją ocenę zaawansowania prac z tamtego okresu; nie zdawałem sobie sprawy, że kondensacja była już na wyciągnięcie ręki. W grupie Toma Greytaka i Dana Kleppnera zbliżono się do przemiany w kondensat z dokładnością do czynnika 3,5, jeśli chodzi o temperaturę w 1991 r. [90], ale dalszy postęp wymagał kilku lat wyteżonej pracy. Byłem więc przygotowany na długą drogę, żeby pokonać ten ostatni rząd wielkości dzielący nas od BEC.

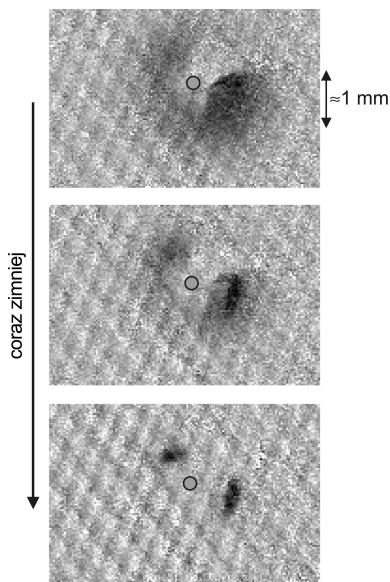
W tym czasie grupę wzmocnili nowi członkowie: doktorant Dan Kurn (obecnie Dan Stamper-Kurn) oraz mój pierwszy stażysta z doktoratem, Klaasjan van Druten. Po miesiącach zmagania się z próżnią i innymi problemami byliśmy właśnie gotowi do ponownego rozpoczęcia doświadczeń, kiedy dotarła do nas wiadomość o przełomie w Boulder w czerwcu 1995 r. Gorączkowo wykonaliśmy kilka prób z pułapką z korkiem w postaci zogniskowanej wiązki laserowej oraz taflii świetlnej, a także próbowaliśmy innych wariantów parowania, lecz bez powodzenia. Chmury znikwały, gdy stawały się bardzo zimne. Doszliśmy do wniosku, że odpowiedzialne są za to niestabilności wiązki laserowej, i gdy urządzenia do pomiaru przyspieszenia istotnie wykazały drgania naszej komory próżniowej, natychmiast zdecydowaliśmy się na usunięcie z układu wszystkich pomp mechanicznych i turbomolekularnych. Niestety, podczas wymiany jednej z pomp turbomolekularnych na jonową spowodowaliśmy nieszczelność w części wysokopróżniowej i musieliśmy ponownie przechodzić przez proces długotrwałego wygrzewania całego układu. Dodatkowo zainstalowaliśmy układ do dokładnej stabilizacji wiązki laserowej, służącej jako „korek”, lecz gdy w końcu uzyskaliśmy kondensat, okazało się, że nie poprawiło to warunków chłodzenia.

Te miesiące były dla mnie bardzo trudne. Grupa z Rice University ochłodziła lit do stanu degeneracji kwantowej [79]. Nowy obszar fizyki atomowej właśnie się otwierał, zacząłem się więc obawiać, że nasze doświadczenie z sodem i pułapką z korkiem nie uda się i ominie nas cała przyjemność. Analizowałem różne możliwości. Niektórzy radzili nam, byśmy wykorzystali pułapkę typu TOP, która sprawdziła się w Boulder. Ja sam zacząłem już rozważać kilka innych wariantów pułapki magnetycznej. Doszedłem m.in. do wniosku, że bardzo wydłużona pułapka Ioffego–Pritcharda z regulowanym stałym polem magnetycznym może okazać się równie dobra, o ile nie lepsza niż pułapka TOP. Mniej więcej w sierpniu 1995 r. Dan Kurn wyznaczył optymalną konfigurację cewek, w której uzwojenie miało kształt liścia koniczyny [91].

Myślałem o tym, żeby cała grupa zaczęła pracować nad tym nowym układem, ale kilka osób chciało jeszcze wykonać parę doświadczeń z poprzednią pułapką, choćby po to, by się dowiedzieć, jak blisko kondensatu można dojść w ten sposób. Na szczęście zgodziłem się na to – zawsze warto słuchać swoich współpracowników.

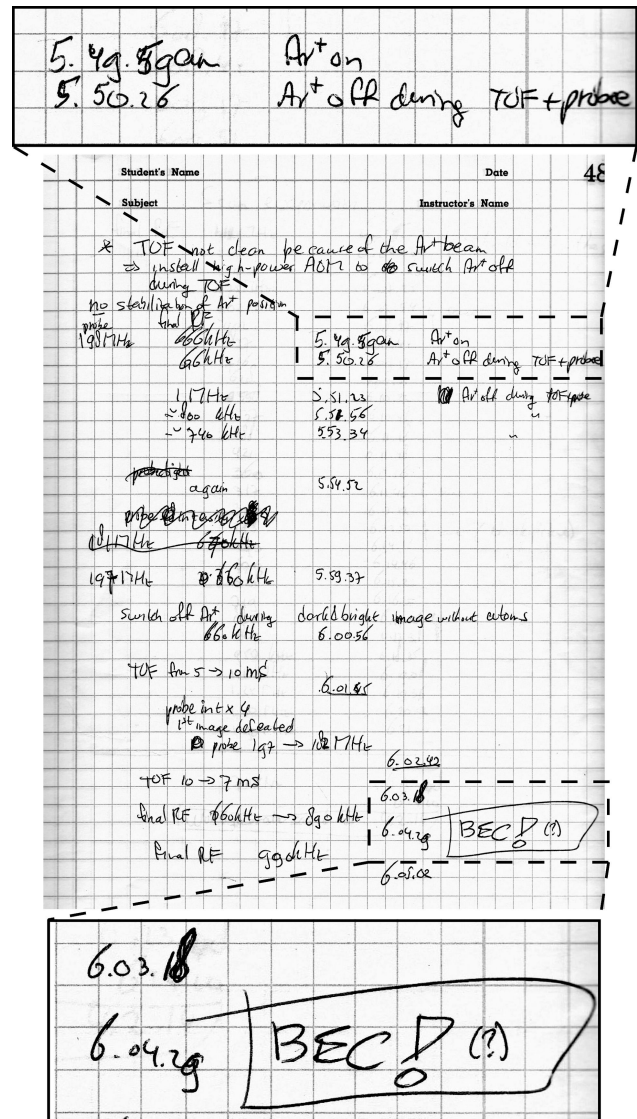
### 5.3. BEC w sodzie

Tak wyglądała sytuacja 30 września 1995 r., gdy po raz pierwszy wytworzyliśmy BEC. Staraliśmy się właśnie zmierzyć czas życia atomów w pułapce i poznać właściwości różnych procesów prowadzących do ogrzewania się układu. Ze względu na to, że mieliśmy niezwykle wysoką próżnię, bardziej skuteczne powinno być parowanie powolne, ale okazało się, że szybkie działa o wiele lepiej. Świadczyło to w sposób oczywisty o obecności procesu prowadzącego do strat lub do ogrzewania układu, np. związanego z fluktuacjami położenia „korke”. Zapis w zeszytcie laboratoryjnym z 11.30 wieczorem stwierdza, że co prawda pomiary nie są jeszcze wiarygodne, ale wskazują na czasy życia ok. 10 s, co wystarcza do kontynuowania chłodzenia przez parowanie. Kwadrans później zobaczyliśmy ciemne plamki w obrazach absorpcyjnych otrzymanych metodą czasu przelotu, lecz były one zniekształcone, ponieważ wiązka laserowa korkująca środek pułapki – której nie mogliśmy wyłączyć – odpychała atomy od siebie podczas swobodnej ekspansji (rys. 5). Niemniej nagle pojawienie się ciemnych plamek oznaczało,



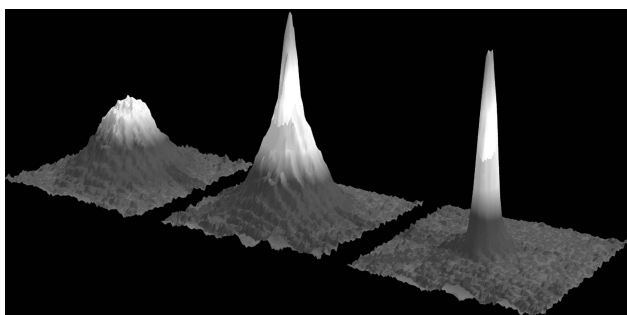
Rys. 5. Obrazy absorpcyjne jednego z pierwszych kondensatów otrzymanych w MIT w nocy 29 września 1995 r., wykonane metodą pomiaru czasu przelotu. Po wyłączeniu magnetycznej pułapki kwadrupolowej chmura atomowa rozpręża się balistycznie. Ponieważ jednak nie można było jednocześnie wyłączyć wiązki „korkującej” (zaznaczonej jako czarne kółko), chmura jest nieco zniekształcona. Mimo to w miarę obniżania temperatury (z góry na dół rysunku) pojawia się wyraźny ostry kształt kondensatu.

że w układzie znajduje się grupa atomów o bardzo małej prędkości. Przez następne kilka godzin badaliśmy warunki pojawiania się tych plamek, lecz potem uznaliśmy, że dalszy postęp wymaga użycia modulatora akustooptycznego do wyłączania wiązki korkującej. Między 4.00 a 5.30 rano zainstalowaliśmy odpowiednie układy optyczne oraz elektroniczne i byliśmy wreszcie w stanie wyłączyć laser argonowy na czas balistycznej ekspansji chmury. Kilka minut później zaobserwowaliśmy charakterystyczny rozkład dwumodowy, który jest obecnie „znakiem firmowym” BEC. Zapisy w zeszytcie laboratoryjnym dokumentują podniecenie, jakiego doznawaliśmy tamtej nocy (rys. 6).



Rys. 6. Strona z zeszytu laboratoryjnego z nocy 29 września 1995 r., kiedy po raz pierwszy zaobserwowaliśmy kondensat w MIT, zapisana przez Klaasjana van Drutena. O 5.50 rano zainstalowaliśmy nowy modulator akustooptyczny, żeby móc wyłączyć „korek optyczny” (wiązkę lasera argonowego). Kwadrans później mieliśmy pierwszy niezbity dowód na to, że wytworzyliśmy w sodzie BEC.

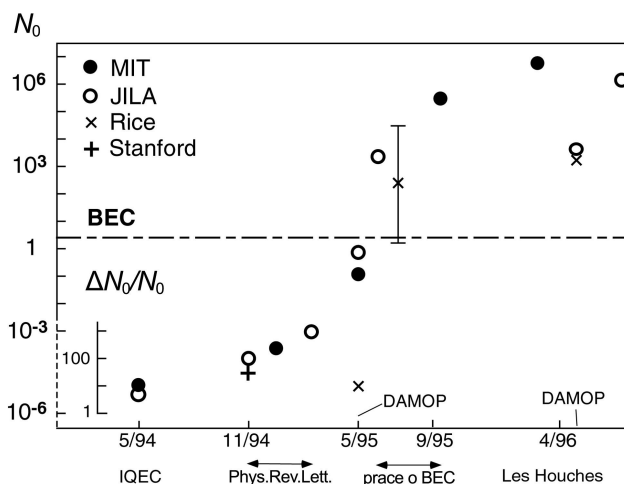
Te pierwsze pomiary były przeprowadzone przy użyciu obrazowania atomów w dolnym ze stanów struktury nadsubtelnej ( $F = 1$ ). W następnych doświadczeniach, kilka dni później, zastosowaliśmy układ pompowania optycznego, dzięki czemu mogliśmy rejestrować atomy w stanie o  $F = 2$ , co dało o wiele większy stosunek sygnału do szumu. Pojawienie się kondensatu było bardzo gwałtowne (rys. 7). Animacje przygotowane na podstawie danych z tamtego doświadczenia (wykonane przez Dallina Durfee’ego) stały się bardzo znane (patrz [92]). Wytworzyliśmy kondensaty zawierające pół miliona atomów, 200 razy więcej niż w Boulder, przy 40 razy krótszym cyklu chłodzenia (tylko 9 s). Artykuł z wynikami został napisany i wysłany do druku bardzo szybko – zaledwie dwa tygodnie po doświadczeniu.



Rys. 7. Obserwacja kondensacji B–E za pomocą obrazowania absorpcyjnego. Wykres pokazuje absorpcję jako funkcję dwóch współrzędnych przestrzennych. Kondensat charakteryzuje się powolną ekspansją obserwowaną po 6 ms od wyłączenia pułapki. Obraz po lewej pokazuje rozprężającą się chmurę ochłodzoną nieco powyżej temperatury przemiany, na środku – zaraz po tym, jak pojawił się kondensat, a po prawej – po dalszym chłodzeniu przez parowanie, gdy pozostał praktycznie tylko czysty kondensat. Całkowita liczba atomów, dla których zaszła przemiana fazowa, wynosi ok.  $7 \cdot 10^5$ , a temperatura przemiany jest równa  $2 \mu\text{K}$ .

W najśmielszych marzeniach nie przewidywałem, że przejście od chłodzenia przez parowanie do kondensatu nastąpi tak szybko. Na rys. 8 przedstawiono, jak gwałtownie dokonywał się postęp po połączeniu obu metod chłodzenia: laserowego i przez parowanie. W ciągu niecałych dwóch lat liczba atomów alkalicznych w pojedynczym stanie kwantowym wzrosła o ok. 12 rzędów wielkości – prawdziwa osobiwość, wskazująca, że istotnie osiągnięto przemianę fazową!

W MIT istniała długa tradycja badań w zakresie fizyki atomowej, było to zatem bardzo odpowiednie miejsce do prowadzenia prac nad kondensatem. Kluczowym krokiem było połączenie chłodzenia laserowego i chłodzenia przez parowanie. Moimi bezpośrednimi sąsiadami w budynku nr 26 w MIT byli Dave Pritchard, pionier chłodzenia laserowego, twórca pułapki magnetoptycznej, oraz Dan Kleppner, który wraz z Haraldem Hessem i Tomem Greytakiem wymy-



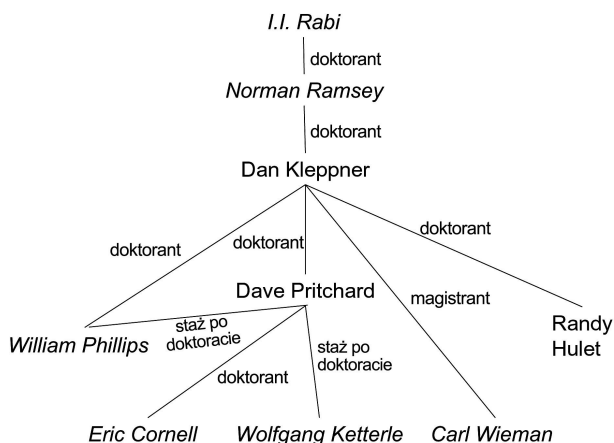
Rys. 8. Postęp w chłodzeniu atomów alkalicznych przez parowanie do 1996 r. Liczba atomów  $N_0$  w najniższym stanie kwantowym jest proporcjonalna do gęstości w przestrzeni fazowej i musi przekroczyć wartość 2,612, aby powstał BEC. Dla  $N_0 < 10^3$  przedstawiony jest wzrost gęstości w przestrzeni fazowej. W odniesieniu do wyników z Rice University z lipca 1995 r. – patrz [79] oraz errata [93].

ślił i zrealizował chłodzenie przez parowanie (rys. 9). Czuję się zaszczycony, że miałem możliwość połączenia ich pracy i nadania jej nowej jakości. Nie sposób przecenić roli, jaką Dave Pritchard i Dan Kleppner odegrali we współczesnej fizyce atomowej. „Drzewo genealogiczne” fizyków atomowych, przedstawione na rys. 10, pokazuje, jak wyjątkowych naukowców wykształcili i wprowadzili w świat fizyki atomowej.



Rys. 9. Profesorowie MIT zajmujący się fizyką ultrazimnych atomów, oglądający najnowszy układ doświadczalny do kondensacji sodu. Od lewej: Dan Kleppner, Wolfgang Ketterle, Tom Greytak i Dave Pritchard.

Z perspektywy czasu widać, że liczne metody, jak Dark SPOT, MOT z kompresją [94], pułapka typu TOP czy pułapka „z korkiem”, były bardzo przydatne do uzyskania BEC, ale nie były bynajmniej niezbędne. Widać to najlepiej na przykładzie doświad-



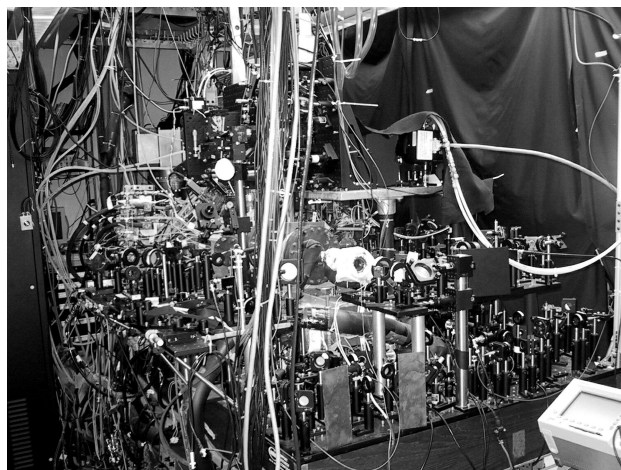
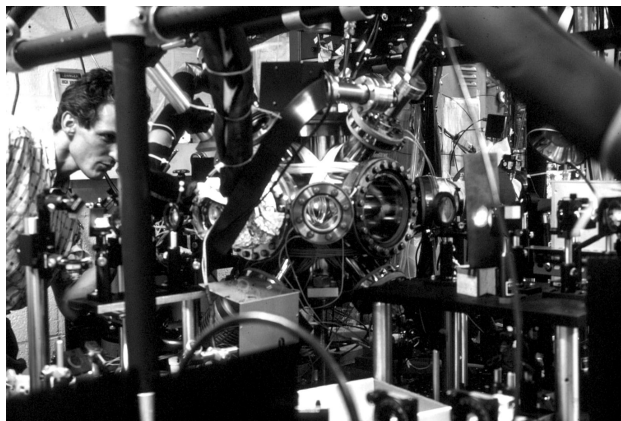
Rys. 10. „Drzewo genealogiczne” fizyków atomowych. Kursywą zapisano laureatów Nagrody Nobla.

czenia z Rice University, w którym do napełnienia pułapki magnetycznej wykorzystano jedynie chłodzenie dopplerowskie – metodę rozwiniętą w latach 80. Co prawda częstość zderzeń była mała, ale niezwykle wysoka próżnia umożliwiła bardzo powolne chłodzenie przez parowanie [79]. Można więc dziś stwierdzić, że kondensacja B–E w gazach alkalicznych nie wymagała w zasadzie większych innowacji w chłodzeniu i pułapkowaniu. Wystarczyło do tego odpowiedni ładunek optymizmu, aby zaryzykować kilka lat pracy na próby połączenia obu metod chłodzenia. Wymagało to bardzo wyteżonej pracy, ponieważ niezbędne było połączenie ze sobą wielu metod, niewykorzystywanych dotąd w fizyce atomowej, m.in. ultrawysokiej próżni, czułych kamer CCD i przetwarzania obrazów, zasilania pułapek magnetycznych prądem o dużym natężeniu oraz wielofunkcyjnego sterowania komputerowego kilkustopniowym procesem chłodzenia i detekcji. Rysunek 11 umożliwia porównanie układu doświadczalnego do chłodzenia laserowego z 1993 r. z układem do badania kondensacji z roku 2001, zbudowanym przy użyciu tego samego układu próżniowego w tym samym laboratorium w MIT. Ten drugi zawiera znacznie więcej elementów – wciąż patrzę z podziwem na moich współpracowników, którzy muszą sobie dawać radę z układami doświadczalnymi dużo bardziej skomplikowanymi niż te, których używałem zaledwie jakieś pięć lat temu.

#### 5.4. Pułapka koniczynkowa

Po pierwszej obserwacji kondensatu dokonaliśmy słusznego – jak się później okazało – wyboru, kierując się niesłuszną oceną sytuacji. Spodziewaliśmy się mianowicie, że wiele innych grup szybko uzupełni swoje układy doświadczalne do chłodzenia laserowego o pułapkowanie magnetyczne i chłodzenie przez parowanie, po czym dołączy do nas w ciągu kilku miesięcy. Nikt nie przypuszczał, że upłyną niemal dwa lata, zanim kolejnym grupom uda się osiągnąć BEC (w 1997 r. udało się to zespołom kierowanym przez Dana Hein-

zena, Lene Hau, Marka Kasevicha i Gerharda Rempego). Obawiałem się, że pułapka „z korkiem” może nam utrudniać konkurowanie z innymi zespołami, ponieważ w tej pułapce potencjał silnie zależy od kształtu i położenia ogniska wiązki laserowej. Zdecydowaliśmy się zatem na zastąpienie jej pułapką koniczynkową i zarzucenie pułapki „z korkiem” po zaledwie dwóch udanych doświadczeniach z wytworzeniem kondensatu.



Rys. 11. Porównanie układu doświadczalnego do chłodzenia laserowego oraz do doświadczeń z kondensatem. U góry: autor artykułu pracujący w 1993 r. z pułapką typu Dark SPOT. W następnych latach układ ten znacznie rozbudowano i zaobserwowano w nim kondensację B–E. U dołu: układ w roku 2001 wzbogacony o wiele dodatkowych elementów.

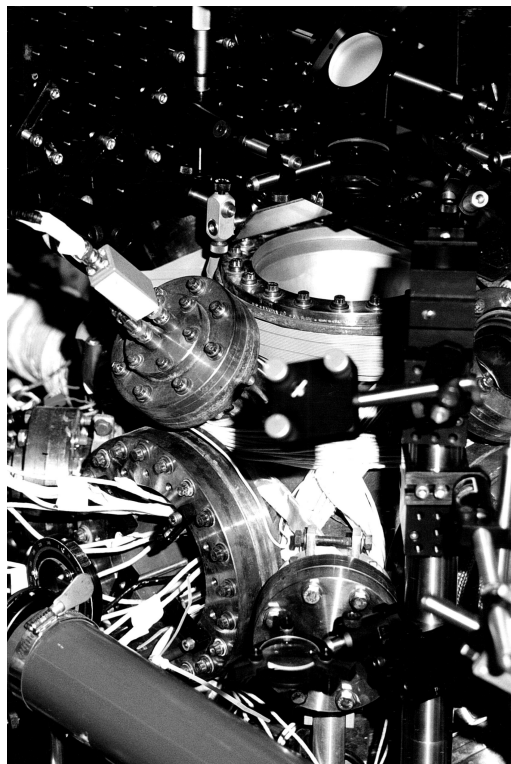
Ponieważ nie chcieliśmy rozszczelniać układu i tracić próżni, zbudowaliśmy nową pułapkę w niekorzystnej geometrii. Cewki pułapki z korkiem były ustawione pionowo we wklęsłych kołnierzach i kiedy zastąpiliśmy je cewkami w kształcie liścia koniczyny, uzyskaliśmy pułapkę Ioffego–Pritcharda o pionowej osi słabego wiązania. W takiej geometrii pole grawitacyjne zmniejsza wydajność parowania wymuszonego polem radiowym, ponieważ uciekać mogą tylko atomy z dna chmury [8,95]. Chcieliśmy jednak zobaczyć, jak działa ta nowa pułapka, przed rozmontowaniem układu w celu zmiany ustawienia cewek. W grudniu 1995 r.,

gdy dopiero zaczynaliśmy badać wydajność chłodzenia przez parowanie, znów straciliśmy próżnię ze względu na pęknięcie ceramicznej części przepustu elektrycznego, co przyspieszyło decyzję o przebudowie układu, tak by oś słabego wiązania była pozioma. Od tego czasu, czyli od ponad 6 lat, wewnątrz komory nieustannie panuje próżnia. Kontrastuje to silnie z warunkami z 1995 r., kiedy musieliśmy co kilka miesięcy otwierać komorę, odpompowywać ją i wygrzewać. Ucząc się na błędach, opracowaliśmy w końcu bardzo skuteczną procedurę odpompowywania i wygrzewania układu.

Do dzisiaj pamiętam noc z 13 na 14 marca 1996 r. Układ działał i doświadczenie było w toku, a Klaasjan van Druuten i ja dostroiliśmy właśnie stałe pole pułapki magnetycznej, tak że nowa pułapka była gotowa do pracy. Było już po północy, zbyt późno, żeby się zabrać za jakieś poważne doświadczenie, kiedy Klaasjan spytał – pół żartem, pół serio – czy nie warto byłoby od razu wytworzyć kondensatu. Nie wiedzieliśmy, jaką mamy temperaturę i gęstość, nie zmierzaliśmy nawet jeszcze częstości pułapki – po prostu zmienialiśmy parametry pola radiowego, wyznaczające warunki chłodzenia, i około 2.10 nad ranem kondensat się pojawił. Była to wielka ulga, bo już od prawie pół roku nie widzieliśmy BEC, a do tego łatwość, z jaką go wytworzyliśmy w nowej pułapce, świadczyła o tym, że dysponujemy solidnym układem, a zatem jesteśmy gotowi do porzucenia badań metod chłodzenia i pułapkowania na rzecz badań samego kondensatu. Pułapki koniczynkowe i pułapki Ioffego–Pritcharda z nieco innymi uzwojeniami są dziś używane w prawie wszystkich doświadczeniach z BEC. Układ doświadczalny z tamtego okresu jest przedstawiony na rys. 12.

Dlaczego więc nie zajęliśmy się tym typem pułapki wcześniej, co umożliwiłoby nam uniknięcie kłopotów związanych z pułapką kwadrupolową, przejściami Majorany i zatykaniem dziury? Po pierwsze, pułapkę kwadrupolową można było zbudować łatwiej, co pozwalało na szybsze przejście do chłodzenia przez parowanie. Po drugie, pułapka kwadrupolowa wydawała nam się początkowo lepsza, co wynikało z analizy, wskazującej na to, że uwięzienie w potencjale liniowym jest dużo silniejsze niż w potencjale kwadratowym, występującym w konfiguracji Ioffego–Pritcharda [10]. Wprawdzie niezwykle wydłużone pułapki Ioffego–Pritcharda dają efektywnie potencjał liniowy w dwóch kierunkach poprzecznych, lecz dopiero w 1995 r. zorientowałem się, że kulistą chmurę atomową powstałą w wyniku chłodzenia laserowego można bez trudu adiabatycznie odkształcić do takiego wydłużonego kształtu.

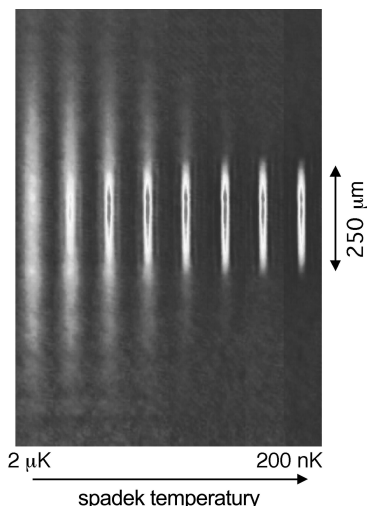
Następne tygodnie były zarazem podniecające i dramatyczne: wprowadziliśmy obrazowanie dyspersyjne i po raz pierwszy zobaczyliśmy BEC w pułapce. Mogliśmy robić jego zdjęcia, nie niszcząc go, i istotnie sfotografowaliśmy ten sam kondensat w dwóch kolejnych chwilach. Po latach obaw, jak delikatnym i kruchym układem będzie BEC (gdy już uda się go wytworzyć), niezwykle przeżyciem było to, że możemy



Rys. 12. Układ doświadczalny do chłodzenia atomów sodu i ich kondensacji ok. roku 1996. Atomy są więzione i chłodzone w centrum komory próżniowej. Piecyk do wytwarzania wiązki atomowej i spowalnicz zeemanowski znajdują się z lewej strony (poza fotografią). Magnetyczna pułapka koniczynkowa została zamontowana poziomo we wklęsłych kołnierzach. Widać tylko doprowadzenia prądu i wody do chłodzenia. Nad nimi widać kołnierze z gniazdami BNC do doprowadzenia promieniowania o częstotliwości radiowej używanego do sterowania chłodzeniem przez parowanie. Zwierciadło i soczewki nad komorą służą do obserwacji kondensatu za pomocą obrazowania dyspersyjnego lub absorpcyjnego.

go obserwować bez zniszczenia. Na rysunku 13 przedstawiono obraz przestrzenny kondensatu uzyskany za pomocą tej metody, tzn. nieniszczącego obrazowania dyspersyjnego. Początkowo stosowaliśmy obrazowanie dyspersyjne z ciemnym tłem [96], lecz wkrótce przedstawiliśmy się na obrazowanie z kontrastem fazowym; zdjęcie z rys. 13 wykonane jest już tą drugą, lepszą metodą.

W pierwszym tygodniu kwietnia 1996 r. w Les Houches we Francji odbywało się sympozjum zatytułowane „Zjawiska kolektywne w ultrazimnych gazach atomowych”, na którym obecni byli przedstawiciele prawie wszystkich liczących się grup badaczy BEC. Było to pierwsze takie spotkanie od lata 1995 r. i nie bez wielkich emocji przedstawiłem nasze wyniki. Żadna inna grupa doświadczalna nie dokonała znacznego postępu w pracach nad BEC w ciągu poprzednich kilku miesięcy, zatem właśnie rezultaty naszej pracy były źródłem optymizmu, dając nadzieję na kolejne osiągnięcia.



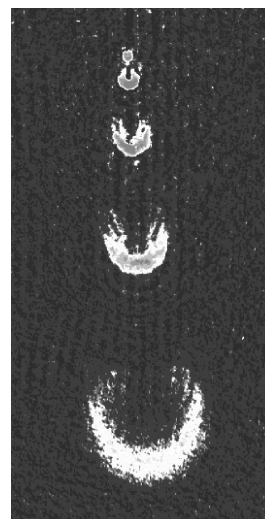
Rys. 13. Obrazy gazu w pułapce podczas przemiany fazowej w stan kondensatu (wykonane metodą kontrastu fazowego). W wysokiej temperaturze, powyżej temperatury przemiany fazowej, profil gęstości gazu jest gładki. Po ochłodzeniu gazu poniżej temperatury krytycznej w środku rozkładu pojawia się skupisko atomów o dużej gęstości – BEC. Dalsze obniżanie temperatury prowadzi do zwiększania się liczby atomów w kondensacie i zmniejszania się liczby atomów o rozkładzie termicznym. W końcu jest już tak zimno, że obserwuje się czysty kondensat, bez dostrzegalnego udziału atomów termicznych. Każde ze zdjęć pokazuje gaz w stanie równowagi uzyskany w ramach jednego pełnego cyklu pułapkowania i chłodzenia. Częstotliwości osiowa i poprzeczna wynoszą odpowiednio 17 Hz i 230 Hz.

### 5.5. Interferencja dwóch kondensatów

Po wytworzeniu kondensatu w pułapce koniczynkowej zarówno układ doświadczalny, jak i sam zespół działały niemal bez wysiłku. Po latach budowy i ulepszania układu, częstych awariach i frustracjach, znalezienie się w sytuacji, kiedy praktycznie wszystko działa, było jak przemiana fazowa. W ciągu trzech kolejnych miesięcy napisaliśmy trzy artykuły dotyczące nowej pułapki i kondensacji [91], obrazowania nieniszczącego [96] oraz wzbudzeń kolektywnych [97]. Klaasjan van Druten opuścił grupę wkrótce po dołączeniu do nas kolejnego stażysty, Christophera Townsenda. Jako kolejny główny cel wyznaczaliśmy sobie badanie spójności kondensatu. Dysponując „korkiem” optycznym, mieliśmy już narzędzie do podzielenia BEC na dwie części z nadzieją na zaobserwowanie ich interferencji, która byłaby niezbitym dowodem na istnienie w tym układzie korelacji dalekiego zasięgu.

Mniej więcej w tym samym czasie pojawił się pomysł na usuwanie atomów z kondensatu dzięki odwróceniu spinu w polu radiowym. Niektórzy z teoretyków uważali taki układ odprzegający (ang. output coupler) za bardzo ważny z uwagi na ewentualną budowę laserów atomowych. Zasugerowałem, że moglibyśmy po prostu włączyć źródło pola radiowego używanego do chłodzenia przez parowanie i odwrócić spin części atomów, przenosząc je do stanu niezwiązanego w pułapce

(rys. 14). Doświadczenie udało się już za pierwszym razem (choć wyniki ilościowe wymagały sporo dodatkowej pracy [98]). Nigdy nie uważałem tego doświadczenia za wielkie osiągnięcie, gdyż przyszło nam tak łatwo, lecz odbiło się ono szerokim echem w środowisku badaczy BEC i od tamtej pory wszyscy już wiedzieli, jak usuwać atomy z kondensatu!



Rys. 14. Laser atomowy z MIT o częstotliwości 200 Hz. Spójne impulsy atomów sodu są wyprowadzane z BEC znajdującego się w pułapce magnetycznej (całe zdjęcie obejmuje obszar  $2,5 \times 5,0$  mm). Co 5 ms krótki impuls radiowy przenosi część atomów do stanu, w którym atomy nie są więzione w pułapce. Atomy te spadają swobodnie w polu grawitacyjnym i rozbiegają się na boki ze względu na wzajemne odpychanie. Impulsy atomowe były obserwowane za pomocą obrazowania absorpcyjnego. Każdy impuls zawierał od  $10^5$  do  $10^6$  atomów.

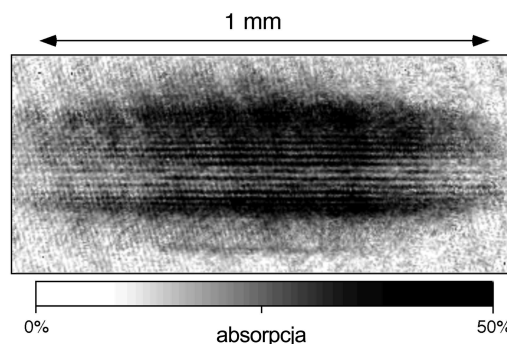
W lipcu 1996 r. uzyskaliśmy pierwsze wyniki dotyczące usuwania grup atomów z kondensatu za pomocą pola o częstotliwości radiowej, a także zobaczyliśmy pierwsze prążki interferencyjne, gdy dwa kondensaty zostały oddzielone od siebie taflą światła zielonego, a następnie nakryły się podczas swobodnej ekspansji. W tym czasie byłem w Australii, na wakacjach i na konferencji IQEC w Sydney, ale dyskutowałem z moimi współpracownikami o nowych wynikach przez e-mail i telefon. Prążki miały największy kontrast, gdy kondensaty były kierowane na siebie z przyspieszeniem, co osiągnęliśmy, wyłączając światło oddzielające je na chwilę przed wyłączeniem pułapki. Wywnioskowaliśmy na tej podstawie, że niektóre z prążków mogą być związane z falami akustycznymi i innymi zjawiskami kolektywnymi, które występują, gdy dwa kondensaty o stosunkowo dużej gęstości stykają się ze sobą. Przedstawiłem te wyniki na konferencji w Sydney jedynie jako ilustrację tego, że potrafimy robić doświadczenia z dwoma kondensatami, lecz później trzeba było się zorientować, co się dokładnie dzieje.

Zaobserwowanie czystego obrazu interferencyjnego dwóch kondensatów zajęło nam kolejne 4 miesiące. Jeśli kondensaty są początkowo odległe od siebie o  $d$ , a zdjęcie jest robione po swobodnej ekspansji w czasie  $t$ , to odstęp prążków jest równy długości fali de Broglie’a  $h/mv$  związanej z prędkością względną  $v = d/t$ . Biorąc pod uwagę geometrię naszego doświadczenia, w którym mamy dwa kondensaty o długości ok.  $100 \mu\text{m}$ , oszacowaliśmy, że do zaobserwowania obrazu interferencyjnego o okresie  $10 \mu\text{m}$ , co odpowiada maksymalnej rozdzielczości naszego układu obrazującego, potrzebna jest ekspansja balistyczna trwająca co najmniej 60 ms. Niestety, w wyniku działania siły ciężkości atomy uciekały nam z pola widzenia już po 40 ms. Wobec tego próbowaliśmy uzyskać dłuższe czasy ekspansji, stosując geometrię fontanny, tzn. magnetycznie wyrzucając atomy i obserwując je w czasie spadku po ponad 100 ms [99], lecz chmury były w tym przypadku bardzo zniekształcone. Próbowaliśmy również skompensować pole grawitacyjne polem magnetycznym o pionowym gradiencie. Nieco później dowiedziałem się o wynikach nowych obliczeń wykonanych przez teoretyków z Instytutu Maksa Plancka w Garching, z których wynikało, że efektywny odstęp kondensatów o kształcie cygara jest mniejszy niż odległość ich środków masy [100]. Oznaczało to, że mogliśmy zaobserwować prążki interferencyjne już po 40 ms, zanim atomy uciekną nam z pola widzenia. Natychmiast to przedyskutowaliśmy i zdecydowaliśmy się zarzucić prace nad fontannami oraz „antygravitacją” i po prostu pozwolić atomom opaść o 8 mm w czasie 40 ms.

Przeprowadziliśmy kilka doświadczeń o niejednoznacznych wynikach – pojawiły się w nich słabo widoczne prążki oraz dodatkowy obraz interferencyjny związany z wiązką sondującą – lecz prawdziwy przełom nastąpił 21 listopada 1996 r., gdy zaobserwowaliśmy niezwykle intensywne prążki (rys. 15). Nadal pamiętam, jak późno w nocy zastanawialiśmy się nad sposobem udowodnienia ponad wszelką wątpliwość, że obserwujemy obrazy interferencyjne fal materii, a nie jakiegoś rodzaju dyfrakcję jednego kondensatu, najpierw zatrzymanego przez taflę świetlną, a następnie uwolnionego. Postanowiliśmy w ostatniej chwili przed zetknięciem się kondensatów usunąć jeden z nich, ogniskując na nim wiązkę żółtego światła rezonansowego. Dla żartu nazwaliśmy tę wiązkę laserową „miotaczem ognia”. Gdyby prążki były związane z dyfrakcją kondensatu na ostrych krawędziach pułapki, powinny pozostać po włączeniu tej wiązki, gdyby natomiast były oznaką prawdziwej interferencji – powinny wówczas zniknąć. To tak, jak w znanym doświadczeniu optycznym z dwiema szczelinami, z których jedna jest zakrywana. Ustawienie nowego lasera zajęło nam kilka godzin, po czym upewniliśmy się (metodą obrazowania z kontrastem fazowym), że istotnie możemy usuwać dowolny spośród kondensatów.

Jeden z przycisków naszej konsoli sterowniczej umożliwiał przełączanie między sytuacjami, w których

jeden z kondensatów był usuwany lub nie. Ponownie ustawiliśmy układ pomiarowy, tak by można było rejestrować obraz interferencyjny. Po zmianie położenia przełącznika trzeba było poczekać ok. pół minuty na wytworzenie nowego kondensatu. Była to chwila prawdy. Pojawienie się prążków w nieobecności jednego z kondensatów oznaczałoby, że przyroda kpiła sobie z nas przez całą noc. Na szczęście obraz interferencyjny zniknął, a wraz z nim nasze ogromne napięcie. Był już ranek następnego dnia, ludzie powoli pojawiali się w pracy. Poszedłem do biura Dana Kleppnera i powiedziałem, że mam mu coś do pokazania. Dan przyszedł do pracowni i był z nami, gdy odpowiednio ustawiając przełącznik dla kolejnych cykli chłodzenia sprawialiśmy, że prążki to pojawiały się, to znikają. Interferencja dwóch wiązek światła to piękny widok, lecz obserwowanie interferencji atomów to dopiero niezwykle przeżycie – przecież interferencja destruktywna oznacza w tym przypadku, że atom plus atom daje próżnię!

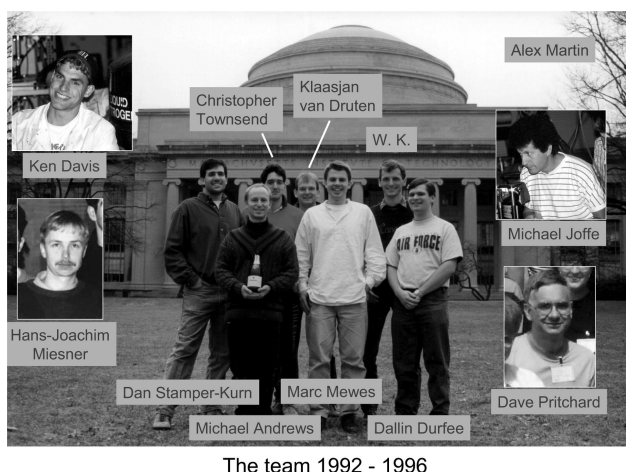


Rys. 15. Obraz interferencji dwóch rozbiegających się kondensatów po 40 ms od ich uwolnienia. Szerokość obrazu absorpcyjnego wynosi 1,1 mm. Prążki interferencyjne, oddalone od siebie o  $15 \mu\text{m}$ , są wyraźnym świadectwem spójności dalekiego zasięgu w BEC.

Dowody na interferencję fal materii były tak niepodważalne, że napisaliśmy artykuł na podstawie tego jednego doświadczenia [101]. Jest ono dla mnie pamiętne również z innego powodu: po raz ostatni grałem wówczas pierwsze skrzypce przy przygotowywaniu i wykonaniu doświadczenia. Tamtej nocy zestawilem cały układ optyczny „miotacza ognia”. Do tego czasu znałem każdy element układu doświadczalnego i nie wyobrażałem sobie, że ta sytuacja mogłaby szybko ulec zmianie, lecz właśnie wtedy zaszła jakby kolejna przemiana fazowa. Dołączył do nas Hans-Joachim Miesner, pierwszy stażysta, który spędził z nami ponad rok, i wkrótce przejął odpowiedzialność za organizowanie pracy w laboratorium. Ja coraz więcej czasu poświęcałem na pisanie artykułów i wygłaszanie referatów, grupa rozrosła się o dwóch nowych doktorantów (byli nimi Shin Inouye i Chris Kuklewicz), a prace nad drugim układem do wytwarzania BEC uległy przyspieszeniu. Wszystko to zaszło w ciągu zaledwie kilku mie-

sięcy. Od czasu uzyskania doktoratu w 1986 r. spędziłem w laboratorium 11 lat (pracując trzykrotnie jako stażysta, a potem jako młodszy profesor) i teraz nadeszła pora na przejście roli kierownika.

Artykuły o selektywnym usuwaniu atomów z kondensatu [98] i interferencji dwóch kondensatów [101] ukazały się w tym samym tygodniu w styczniu 1997 r. Wspólnie wykazały one, że możliwe jest wytwarzanie wielu spójnych impulsów atomowych i zostały uznane za realizację lasera atomowego. Okres od pierwszych marzeń o wytworzeniu BEC do obserwacji spójności kondensatu był niezwykle: pełen spekulacji, marzeń, nieznannej fizyki, porażek i sukcesów, emocji, podniecenia i zniechęcenia. W ciągu tych lat z bardzo różniących się od siebie osób powstał zgrany zespół połączony zapalem do pracy w fizyce doświadczalnej. Współpraca z tymi niezwykłymi ludźmi (rys. 16) była dla mnie niezapomnianym przeżyciem.



Rys. 16. Zdjęcie grupowe, zrobione na początku 1996 r. przed gmachem MIT. Aby uczcić osiągnięcie kondensatu w pułapce koniczynkowej, opróżniona została butelka szampana. Dodano również zdjęcia i nazwiska innych współpracowników z lat 1992–96.

## 6. Magia fal materii

W ciągu kilku ostatnich lat przeprowadzono wiele badań nad kondensatem. Postęp do roku 1998 jest wyczerpująco opisany w materiałach szkoły letniej w Varennie [102]. Dla mnie osobiście najbardziej fascynujące są makroskopowe zjawiska kwantowe, ukazujące falowe własności materii w skali makroskopowej. Są to zjawiska, których nie daje się zaobserwować w zwykłym gazie, co świadczy o tym, że kondensat istotnie jest nową postacią materii. Jednym z przykładów może być opisana wyżej interferencja dwóch kondensatów (rys. 15). W dalszej części tego artykułu omówię jeszcze wzmocnienie atomowe oraz obserwację sieci złożonych ze skwantowanych wirów.

Te dwa przykłady są reprezentatywne dla dwóch grup, na które można podzielić badania nad BEC. W pierwszej, którą można roboczo nazwać „Kondensat

atomowy jako gaz spójny” lub „Lasery atomowe”, staramy się, by mieć oddziaływania możliwe najsłabsze – prawie jak dla fotonów w laserze. Doświadczenia wykonuje się w warunkach małej gęstości, a kondensat służy jako źródło ultrazimnych atomów o dużej spójności, wykorzystywanych następnie w optyce atomowej, precyzyjnych pomiarach czy też w badaniach podstawowych z dziedziny mechaniki kwantowej. Drugą grupę badań można nazwać „BEC jako nowa ciecz kwantowa” lub „Kondensat jako układ wielu ciał”. Zainteresowanie jest tu skupione na oddziaływaniach między atomami, najlepiej widocznych w warunkach dużej gęstości. Spójne wzmocnienie jest przykładem optyki atomowej z użyciem kondensatu, a badania wirów odnoszą się do nadciekłych własności gazu.

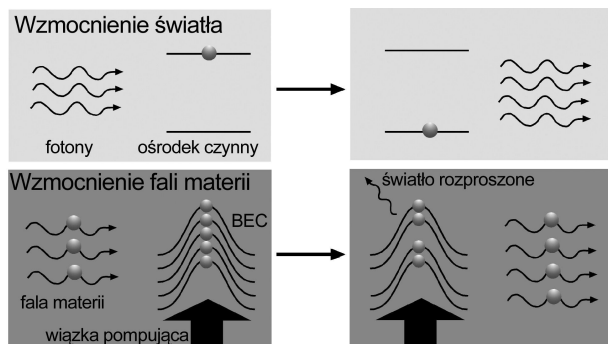
### 6.1. Wzmocnienie atomowe w BEC

Ponieważ atomy są opisywane za pomocą fal de Broglie’a, istnieje wiele analogii między zespołami atomów a światłem, które składa się z fal elektromagnetycznych. Jest to wykorzystywane w optyce fal atomowych, gdzie atomy ulegają odbiciu, dyfrakcji i interferencji dzięki zastosowaniu różnych elementów optycznych dla fal atomów [103]. W tym kontekście bardzo ważne jest pytanie, czy te analogie można rozciągnąć aż do lasera, w którym następuje wzmocnienie światła. Gdy wraz ze swoim zespołem wykazałem działanie elementarnego lasera atomowego w 1997 r., rozwiązaliśmy problem usuwania grup atomów z kondensatu i potwierdziliśmy ich spójność. Proces wzmocnienia atomowego występował podczas tworzenia kondensatu [104], co jest jednak dość dalekie od sposobu, w jaki wzmocniane jest światło przy przejściu przez ośrodek czynny. Dopiero w 1999 r. udało nam się zaobserwować wzmocnienie chmury atomów przechodzących przez inną chmurę, służącą jako ośrodek czynny [105] (jednocześnie osiągnął to zespół z Tokio [106]).

Wzmacnianie atomów jest nieco bardziej subtelnym zadaniem niż wzmacnianie fal elektromagnetycznych, ponieważ atomy mogą co najwyżej zmieniać swój stan kwantowy, ale nie mogą pojawiać się ani zniknąć. Tak więc nawet jeśli można byłoby uzyskać wzmocnienie dla atomów złota, nie udałoby się w ten sposób spełnić marzeń średniowiecznych alchemików. Wzmacniacz atomowy przekształca atomy ośrodka czynnego w falę atomową, która jest w dokładnie tym samym stanie kwantowym co fala wejściowa (rys. 17).

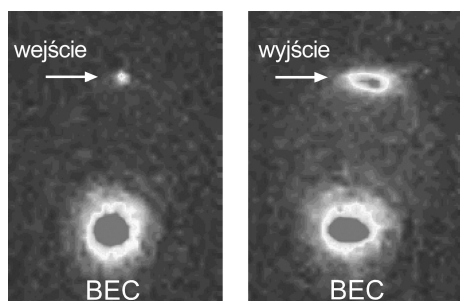
Wzmacniacz atomowy wymaga rezerwuaru – ośrodka czynnego – złożonego z ultrazimnych atomów o niezwykle małym rozrzucie prędkości, które można przekształcić w wiązkę atomową. Naturalnym kandydatem na taki rezerwar jest oczywiście BEC. Potrzebny jest też jakiś mechanizm sprzęgający, dzięki któremu atomy zostaną przeniesione z rezerwuaru do modu wejściowego bez naruszenia zasad zachowania energii i pędu. Zostało to osiągnięte za pomocą rozpraszania światła laserowego. W wyniku odrzutu towarzy-





Rys. 17. Wzmocnienie światła i wzmocnienie atomowe. W laserze optycznym światło jest wzmacniane przy przejściu przez ośrodek czynny, w którym wytworzona jest inwersja obsadzeń. We wzmacniaczu atomowym z MIT wejściowa fala materii została wysłana w kierunku BEC oświetlonego wiązką laserową. Dzięki mechanizmowi wzmacnienia bozonowego światło jest rozpraszane przez kondensat dokładnie w taki sposób, że atomy po odrzuceniu dołączają do wiązki wejściowej i ją wzmacniają.

szącego rozpraszaniu światła niektóre były przyspieszane dokładnie do prędkości atomów fali wejściowej (rys. 18). Udało się nie tylko zwiększyć liczbę atomów w wiązce padającej, ale także sprawić, by były one wszystkie w dokładnie tym samym stanie, tzn. miały również taką samą fazę. Sprawdzone to, doprowadzając do interferencji wiązki wzmacnionej z kopią wiązki wejściowej i stwierdzając zgodność ich faz.



Rys. 18. Obserwacja wzmocnienia atomowego. Wejściowa wiązka atomów przechodzi przez wzmacniacz atomowy, czyli BEC oświetlony światłem laserowym. Na zdjęciu po lewej stronie widać wiązkę wejściową, która przeszła przez kondensat bez wzmocnienia. Po upływie 20 ms wykonano ponownie zdjęcie kondensatu i wiązki wejściowej. Proces wzmocnienia został aktywowany przez oświetlenie kondensatu wiązką laserową i impuls wyjściowy zawiera o wiele atomów więcej niż na wejściu. Typowe wartości współczynnika wzmocnienia wahają się od 10 do 100. Zdjęcie przedstawia obszar  $1,9 \times 2,6$  mm.

Bezpośrednia obserwacja wzmocnienia atomowego latem 1999 r. była poprzedzona zdumiewającym wydarzeniem – otóż pewnej nocy w listopadzie 1998 r. odkryliśmy nowy rodzaj nadpromienistości [107]. Pracowaliśmy nad spektroskopią braggowską [108], przy

czym kondensat był oświetlany dwiema wiązkami laserowymi. Nie uczestniczyłem bezpośrednio w tym doświadczeniu, lecz pracowałem w swoim biurze, gdy około północy przyszli z laboratorium studenci, oznajmiając, że obserwują atomy wystrzeliane z kondensatu z niezerową składową prędkości w kierunku prostopadłym do wiązek laserowych. Oczekiwaliśmy, że w wyniku odrzutu atomy będą nabywać pęd jedynie wzdłuż kierunku wiązek laserowych, a wszelki ruch doń prostopadły będzie miał charakter losowy ze względu na przypadkowy kierunek spontanicznego rozpraszania rayleighowskiego.

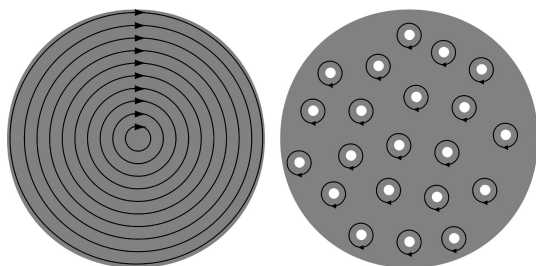
Zaczęliśmy się wszyscy zastanawiać, co się właściwie dzieje. Gdy układ doświadczalny działa, wszystkie pomysły można od razu zweryfikować. Pierwsze były banalne: oświetlmy kondensat tylko jedną wiązką i zobaczymy, co się stanie (wiązki atomów nie znikły). Sprawdziliśmy dokładnie układ doświadczalny w poszukiwaniu odbitych wiązek laserowych lub wiązek nie do końca wytłumionych, ale niczego nie znaleźliśmy. Coraz bardziej byliśmy przekonani, że obserwowane zjawisko jest autentyczne, a nie spowodowane jakimś doświadczalnym efektem pozornym (artefaktem). Wiedząc, że kondensat ma kształt ołówka, doszliśmy do wniosku, że to musi mieć coś wspólnego z emisją fotonów w kierunku osi długiej kondensatu, co okazało się bliskie prawdy. Postanowiliśmy przerwać dyskusję i kontynuować zbieranie danych doświadczalnych; układ sprawował się bez zarzutu i chcieliśmy to wykorzystać. Tak więc kilku studentów, w tym Shin Inouye i Ananth Chikkatur, badało zjawisko, a Dan Stamper-Kurn starał się ze mną zrozumieć je przy tablicy. W ciągu następnej godziny rozwinęliśmy prawidłowy, półklasyczny opis nadpromienistości w kondensacie. Przewidywana przez nas duża czułość zjawiska na polaryzację wiązki laserowej została zaraz potwierdzona w laboratorium. Kilka miesięcy później zorientowaliśmy się, że mechanizm nadpromienistości można byłoby wykorzystać do budowy spójnego wzmacniacza atomowego. W tym czasie laboratoria przechodziły jednak gruntowną renowację i z realizacją tego pomysłu musieliśmy się wstrzymać do chwili, gdy układ doświadczalny na nowo zaczął działać.

Zbudowany przez nas wzmacniacz atomowy był nowym elementem optyki fal atomowych. Do tej pory istniały urządzenia bierne, jak dzielniki wiązki, soczewki i zwierciadła; teraz pojawił się również element czynny dla fal atomów. Wzmacniacze spójnych fal materii mogą poprawić działanie interferometrów fal atomowych, kompensując straty wewnątrz układu lub wzmacniając sygnał wyjściowy. Interferometry fal atomowych są już stosowane jako precyzyjne czujniki grawitacyjne i rotacyjne.

## 6.2. Obserwacja sieci wirów w BEC

Mechanika kwantowa i falowa natura materii ujawniają się w subtelny sposób, gdy cząstki mają niezerowy moment pędu, lub – mówiąc ogólniej – gdy

układy kwantowe obracają się. Kiedy cząstka kwantowa porusza się po okręgu, jego obwód musi pomieścić całkowitą wielokrotność długości fali de Broglie’a. Ta reguła kwantyzacji prowadzi do modelu Bohra i do dyskretnego widma poziomów energetycznych w atomie wodoru, zastosowana zaś do obracającego się płynu nadciekłego daje skwantowane wiry [109]. Gdy zwykłą ciecz w wiadrze wprawimy w ruch obrotowy, będzie się ona obracać jak ciało sztywne – prędkość będzie stopniowo wzrastać od środka do krawędzi (rys. 19, po lewej). Taka ciągła zmiana prędkości nie jest jednak możliwa dla cząstek w tym samym stanie kwantowym. Aby spełnić wspomnianą wyżej regułę kwantyzacji, pole prędkości musi zawierać osobliwości, w których liczba długości fal de Broglie’a zawartych w zamkniętej pętli zwiększa się o jeden. Jednym z możliwych rozwiązań jest osiowo symetryczne pole prędkości z koncentrycznymi pierścieniami, pomiędzy którymi liczba długości fal de Broglie’a na obwodzie zmieniałyby się o jeden.

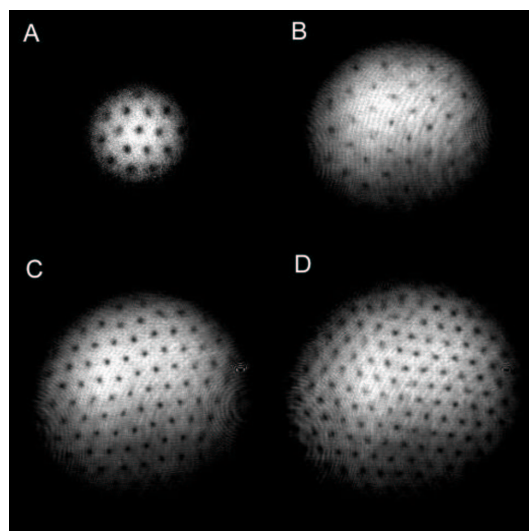


Rys. 19. Porównanie pola prędkości przy obrocie zwykłej cieczy i płynu nadciekłego. Zwykła ciecz obraca się jak ciało sztywne, a w płynie nadciekłym tworzy się sieć skwantowanych wirów.

Okazuje się jednak, że korzystniejsze energetycznie jest rozłożenie osobliwości pola prędkości nie na powierzchniach walcowych, lecz wzdłuż linii, co odpowiada sieci wirów. W przeciwieństwie do wirów klasycznych, towarzyszących np. tornadom czy wypuszczeniu wody z wanny, wiry w kondensacie są skwantowane: gdy atom okrąży rdzeń wiru, jego faza kwantowa zmienia się dokładnie o  $2\pi$ . Takie skwantowane wiry odgrywają ważną rolę w nadciekłości i nadprzewodnictwie. W nadprzewodnikach linie strumienia pola magnetycznego układają się w regularne struktury, które można obserwować. W płynach nadciekłych zaś obserwowane do tego czasu sieci wirów – zarówno w ciekłym helu-4 [110], jak i w obracającym się BEC w fazie gazowej (czego dokonano w Paryżu [111]) – zawierały w najlepszym przypadku zaledwie 11 wirów.

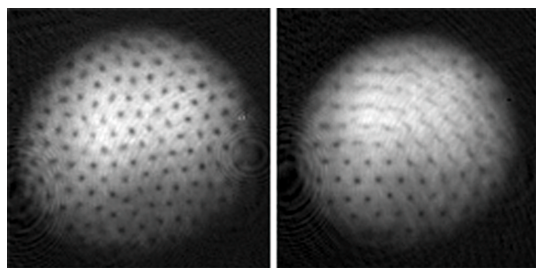
W 2001 r. zaobserwowaliśmy tworzenie się bardzo regularnych sieci wirów w obracającym się kondensacie gazowym [112]. Wytworzono je, obracając wiązki laserowe wokół kondensatu, przez co wprawiono go w ruch obrotowy. W takich warunkach kondensat wykazał w sposób dobitny swe właściwości kwantowe

w skali makroskopowej. Obracający się gaz został „podziurawiony jak rzeszoto” ponad stoma wirami. Ponieważ rdzenie wirów były mniejsze niż rozdzielczość optyczna, kondensat został poddany swobodnej ekspansji po wyłączeniu pułapki magnetycznej, co powiększyło struktury przestrzenne 20-krotnie. Fotografie tych chmur zawierają maleńkie jasne kropki tam, gdzie światło bez przeszkód przeszło przez gaz, wykorzystując puste linie wirów jako tunele (na rys. 20 pokazano negatyw takiego zdjęcia).



Rys. 20. Obserwacja sieci wirów w obracającym się BEC. Na zdjęciach pokazane są sieci zawierające 16 (A), 32 (B), 80 (C) i 130 (D) wirów. Ich liczba rośnie w miarę zwiększania prędkości obrotowej. Wiry „kryształizują” w układzie trójkątnym. Rozmiar chmury w przypadku (D) wynosił 1 mm po ekspansji balistycznej, co odpowiada 20-krotnemu powiększeniu. (Przedrukowane za zgodą z pracy [112]; © 2001 American Association for the Advancement of Science).

Zadziwiającą właściwością obserwowanych struktur jest ich niezwykła regularność, wolna od jakichkolwiek większych zaburzeń nawet w pobliżu brzegu kondensatu. Takie „sieci Abrikosowa” zostały po raz pierwszy wprowadzone w kontekście kwantyzacji strumienia pola magnetycznego w nadprzewodnikach drugiego rodzaju. Przyroda nie zawsze jednak jest doskonała: niektóre fotografie wykazują zniekształcenia lub defekty sieci wirów; dwa przykłady są pokazane na rys. 21. Fizyka wirów jest bardzo bogata. Dalsze prace mojej grupy – i innych badaczy – dotyczą dynamiki i własności nierównowagowych takich struktur. W jaki sposób wiry się tworzą? Jak się rozpadają? Czy linie wirów są proste, czy zagięte? Doświadczenia te mogą być bezpośrednio porównane z wynikami obliczeń z pierwszych zasad, możliwymi do wykonania dla układów o tak małej gęstości. Harmonijny postęp teorii i doświadczenia może doprowadzić do lepszego zrozumienia nadciekłości i innych zjawisk kwantowych ujawniających się w makroskali.



Rys. 21. Sieci wirów z defektami. Na lewej fotografii widać dyslokację w pobliżu środka kondensatu, a na prawej – defekt przypominający granicę ziarna. (Przedrukowane za zgodą z pracy [112]; © 2001 American Association for the Advancement of Science).

## 7. Spojrzenie w przyszłość

Gwałtowne tempo rozwoju fizyki atomowych kondensatów Bosego–Einsteina w ciągu ostatnich kilku lat zaskoczyło społeczność naukową. Po dziesiątkach lat dążenia do – zdawało się – niedościgniętego celu nikt się nie spodziewał, że kondensaty będą tak trwałe i względnie łatwe do manipulowania. Co więcej, nikt nie podejrzewał, że tak prosty układ będzie źródłem tyle wyzwań, nie tylko dla badań doświadczalnych, lecz i dla naszego zrozumienia podstawowych praw fizyki. Lista przyszłych zadań, zarówno dla teoretyków, jak i eksperymentatorów, jest długa i zawiera m.in. badanie nadciekłości i drugiego dźwięku w kondensacie, fizykę korelacji i nieklasycznych funkcji falowych (tzn. zjawisk niedających się opisać równaniem Grossa–Pitańskiego), badanie degeneracji kwantowej cząstek i gazów fermionowych, budowę laserów atomowych „dużej mocy” oraz ich zastosowanie w optyce fal atomowych i precyzyjnych pomiarach. Te cele naukowe są ściśle powiązane z postępem technicznym niezbędnym do ich realizacji, związanym m.in. z wytworzeniem nowych układów o degeneracji kwantowej, jedno- lub wieloskładnikowych, i nowymi sposobami manipulowania nimi, np. za pomocą mikropułapek i „chipów” atomowych. Wszystko to wskazuje, że przed nami wciąż jeszcze wiele pasjonujących zadań!

Praca nad kondensatem w MIT była niezwykle wysiłkiem zespołowym i jestem wdzięczny byłym oraz obecnym współpracownikom, którzy dzielili ze mną zarówno zapał do badań, jak i ciężką pracę. Oto oni: J.R. Abo-Shaeer, M.R. Andrews, M. Boyd, G. Campbell, A.P. Chikkatur, J.-K. Chin, K.B. Davis, K. Dieckmann, D.S. Durfee, A. Görlitz, S. Gupta, T.L. Gustavson, Z. Hadzibabic, S. Inouye, M.A. Joffe, D. Kielpinski, M. Köhl, C.E. Kulewicz, A.E. Leanhardt, R.F. Löw, A. Martin, M.-O. Mewes, H.-J. Miesner, R. Onofrio, T. Pfau, D.E. Pritchard, C. Raman, D. Schneble, C. Schunck, Y.-I. Shin, D.M. Stamper-Kurn, C.A. Stan, J. Stenger, E. Streed, Y. Torii, C.G. Townsend, N.J. van Druten, J.M. Vogels, K. Xu, M.W. Zwierlein oraz wielu magistrantów MIT. Modelowe wręcz wsparcie administracyjne zapewniała nam

przez ponad 12 lat Carol Costa. Na rysunku 22 pokazano nasz zespół w listopadzie 2001 r. Specjalne po-



Rys. 22. Autor wraz ze swoją grupą w listopadzie 2001 r. Od lewej, przedni rząd: Z. Hadzibabic, K. Xu, S. Gupta, E. Tsikata, Y.-I. Shin; środkowy rząd: A.P. Chikkatur, J.-K. Chin, D.E. Pritchard, W. Ketterle, G. Campbell, A.E. Leanhardt, M. Boyd; tylny rząd: J.R. Abo-Shaeer, D. Schneble, J.M. Vogels, K. Dieckmann, C.A. Stan, Y. Torii, E. Streed.

dziękowania należą się Danowi Kleppnerowi i Tomowi Greytakowi za inspirację i nieustanne wsparcie. Autor chciałby również podziękować za owocną współpracę kolegom z całego świata, którzy wnieśli swój wkład w tę bogatą i pasjonującą dziedzinę. Część z nich jest przedstawiona na zdjęciu grupowym ze szkoły letniej w Varennie z 1998 r., poświęconej kondensacji B–E (rys. 23). Zwłaszcza współzawodnictwo z grupą z Boulder, kierowaną przez Erica Cornella i Carla Wiemana, zmusiło mnie i mój zespół do maksymalnego wysiłku, a mimo ostrej konkurencji zawsze panowały między nami koleżeńskie i przyjazne stosunki. Wsparcie finansowe tej pracy zapewniły nam: Office of Naval Research, National Science Foundation, Army Research Office, Joint Services Electronics Program, NASA, oraz David and Lucile Packard Foundation, którym składam za to podziękowania.

Tłumaczyła *Radka Bach*

Centrum Fizyki Teoretycznej PAN  
Warszawa

## Literatura

- [1] A. Einstein, *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss.*, Bericht 3 (1925), s. 18.
- [2] S.N. Bose, *Z. Phys.* **26**, 178 (1924).
- [3] G. Taubes, *Science* **265**, 184 (1994).
- [4] S. Chu, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 685 (1998); przekład polski *Postępy Fizyki* **50**, 113 (1999).
- [5] C.N. Cohen-Tannoudji, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 707 (1998); przekład polski *Postępy Fizyki* **50**, 2 (1999).
- [6] W.D. Phillips, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 721 (1998); przekład polski *Postępy Fizyki* **49**, 297 (1998).



Rys. 23. Wykładowcy, autorzy wystąpień seminaryjnych oraz kierownictwo szkoły letniej „Bose–Einstein Condensation in Atomic Gases” (Varenna, 7–17 lipca 1998 r.). Od lewej, przedni rząd: Jean Dalibard, Guglielmo Tino, Fernando Sols, Kris Helmerson; tylny rząd: Sandro Stringari, Carl Wieman, Alexander Fetter, Tilman Esslinger, Massimo Inguscio, William Phillips, Daniel Heinzen, Peter Fedichev, Lew Pitajewski, Wolfgang Ketterle, Allan Griffin, Keith Burnett, Daniel Kleppner, Alain Aspect, Ennio Arimondo, Theodor Hänsch, Eric Cornell.

- [7] N. Masuhara, J.M. Doyle, J.C. Sandberg, D. Kleppner, T.J. Greytak, H.F. Hess, G.P. Kochanski, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 935 (1988).
- [8] W. Ketterle, N.J. van Druten, w: *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics*, t. 37, red. B. Bederson, H. Walther (Academic Press, San Diego 1996), s. 181.
- [9] J.T.M. Walraven, w: *Quantum Dynamics of Simple Systems*, red. G.L. Oppo, S.M. Barnett, E. Riis, M. Wilkinson (Institute of Physics Publ., London 1996), s. 315.
- [10] W. Ketterle, D.S. Durfee, D.M. Stamper-Kurn, 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 (IOS Press, Amsterdam 1999), s. 67.
- [11] D. Stamper-Kurn, W. Ketterle, w: *Coherent Atomic Matter Waves*, Proceedings of the Les Houches Summer School, Course LXXII in 1999, red. R. Kaiser, C. Westbrook, F. David (Springer, New York 2001); e-print: cond-mat/0005001.
- [12] W. Ketterle, S. Inouye, *Comptes Rendus de l’Académie des Sciences, Série IV – Physique Astrophysique* **2**, 339 (2001); e-print: cond-mat/0101424 29.
- [13] A. Pais, *Subtle is the Lord, The Science and the Life of Albert Einstein* (Clarendon Press, Oxford 1982); przekład polski: *Pan Bóg jest wyrafinowany... Nauka i życie Alberta Einsteina*, tłum. Piotr Amsterdamski ( Prószyński i S-ka, Warszawa 2001).
- [14] K. Gavroglu, *Fritz London: A Scientific Biography* (Cambridge University Press, Cambridge 1995).
- [15] A. Griffin, 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 (IOS Press, Amsterdam 1999), s. 1.
- [16] A. Einstein, *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss.*, Bericht 1 (1925), s. 3.
- [17] *Bose–Einstein Condensation*, red. A. Griffin, D.W. Snoke, S. Stringari (Cambridge University Press, Cambridge 1995).
- [18] K. Huang, *Statistical Mechanics* (Wiley, New York 1987).
- [19] E. Schrödinger, *Statistical thermodynamics* (Cambridge University Press, Cambridge 1952), przedruk: Dover Publications, New York 1989.
- [20] B.C. Crooker, B. Hebral, E.N. Smith, Y. Takano, J.D. Reppy, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 666 (1983).
- [21] J.D. Reppy, *Physica B* **126**, 335 (1984).
- [22] M. Rasolt, M.H. Stephen, M.E. Fisher, P.B. Weichman, *Phys. Rev. Lett.* **53**, 798 (1984).
- [23] H. Cho, G.A. Williams, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1562 (1995).
- [24] J.P. Wolfe, J.L. Lin, D.W. Snoke, w: *Bose–Einstein Condensation*, red. A. Griffin, D.W. Snoke, S. Stringari (Cambridge University Press, Cambridge 1995), s. 281.
- [25] E. Fortin, E. Benson, A. Mysyrowicz, w: *Bose–Einstein Condensation*, red. A. Griffin, D.W. Snoke, S. Stringari (Cambridge University Press, Cambridge 1995), s. 519.
- [26] J.L. Lin, J.P. Wolfe, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1222 (1993).
- [27] K.E. O’Hara, L.Ó. Súilleabháin, J.P. Wolfe, *Phys. Rev. B* **60**, 10565 (1999).
- [28] L.V. Butov, C.W. Lai, A.L. Ivanov, A.C. Gossard, D.S. Chemla, *Nature* **417**, 47 (2002).
- [29] Y. Yamamoto, *Nature* **405**, 629 (2000).
- [30] J.J. Baumberg, *Phys. World*, marzec 2002, s. 37.

- [31] M. Saba, C. Ciuti, J. Bloch, V. Thierry-Mieg, R. André, L.S. Dang, S. Kundermann, A. Mura, G. Bongiovanni, J.L. Staehli, B. Deveaud, *Nature* **414**, 731 (2001).
- [32] C.E. Hecht, *Physica* **25**, 1159 (1959).
- [33] W.C. Stwalley, L.H. Nosanow, *Phys. Rev. Lett.* **36**, 910 (1976).
- [34] I.F. Silvera, J.T.M. Walraven, *Phys. Rev. Lett.* **44**, 164 (1980).
- [35] R.W. Cline, D.A. Smith, T.J. Greytak, D. Kleppner, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 2117 (1980).
- [36] D.G. Fried, T.C. Killian, L. Willmann, D. Landhuis, S.C. Moss, D. Kleppner, T.J. Greytak, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 3811 (1998).
- [37] T.J. Greytak, w: *Bose–Einstein Condensation*, red. A. Griffin, D.W. Snoke, S. Stringari (Cambridge University Press, Cambridge 1995), s. 131.
- [38] T.J. Greytak, D. Kleppner, w: *New Trends in Atomic Physics*, Les Houches Summer School 1982, red. G. Grynberg, R. Stora (North-Holland, Amsterdam 1984), s. 1125.
- [39] I.F. Silvera, J.T.M. Walraven, w: *Progress in Low Temperature Physics*, t. 10, red. D.F. Brewer (Elsevier, Amsterdam 1986), s. 139.
- [40] D. Kleppner, T.J. Greytak, T.C. Killian, D.G. Fried, L. Willmann, D. Landhuis, S.C. Moss, 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 (IOS Press, Amsterdam 1999), s. 177.
- [41] A.I. Safonov, S.A. Vasilyev, I.S. Yasnikov, I.I. Lukashovich, S. Jaakola, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 4545 (1998).
- [42] V.V. Goldman, I.F. Silvera, A.J. Leggett, *Phys. Rev. B* **24**, 2870 (1981).
- [43] D.A. Huse, E. Siggia, *J. Low Temp. Phys.* **46**, 137 (1982).
- [44] J. Oliva, *Phys. Rev. B* **39**, 4197 (1989).
- [45] H.T.C. Stoof, J.M.V.A. Koelman, B.J. Verhaar, *Phys. Rev. B* **38**, 4688 (1988).
- [46] H.F. Hess, *Phys. Rev. B* **34**, 3476 (1986).
- [47] *Laser Manipulation of Atoms and Ions*, Proceedings of the International School of Physics Enrico Fermi, Course CXVIII, red. E. Arimondo, W.D. Phillips, F. Strumia (North-Holland, Amsterdam 1992).
- [48] H. Metcalf, P. van der Straten, *Phys. Rep.* **244**, 203 (1994).
- [49] C.S. Adams, E. Riis, *Progress in Quantum Electronics* **21**, 1 (1997).
- [50] V.S. Letokhov, V.G. Minogin, *Optics Comm.* **35**, 199 (1980).
- [51] S. Chu, L. Hollberg, J.E. Bjorkholm, A. Cable, A. Ashkin, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 48 (1985).
- [52] D.E. Pritchard, w: *Electronic and atomic collisions*, invited papers of the XIV International Conference on the Physics of Electronic and Atomic Collisions, Palo Alto, California, 24–30 July 1985, red. D.C. Lorents, W.E. Meyerhof, J.R. Peterson (Elsevier, New York 1986), s. 593.
- [53] T. Walker, P. Feng, w: *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics*, red. B. Bederson, H. Walther (Academic Press, San Diego 1994), t. 34, s. 125.
- [54] J. Weiner, w: *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics*, red. B. Bederson, H. Walther (Academic Press, San Diego 1995), t. 35, s. 45.
- [55] T. Walker, D. Sesko, C. Wieman, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 408 (1990).
- [56] M. Drewsen, P. Laurent, A. Nadir, G. Santarelli, A. Clairon, Y. Castin, D. Grison, C. Salomon, *Appl. Phys. B* **59**, 283 (1994).
- [57] C.G. Townsend, N.H. Edwards, C.J. Cooper, K.P. Zetie, C.J. Foot, A.M. Steane, P. Szriftgiser, H. Perrin, J. Dalibard, *Phys. Rev. A* **52**, 1423 (1995).
- [58] C.G. Townsend, N.H. Edwards, K.P. Zetie, C.J. Cooper, J. Rink, C.J. Foot, *Phys. Rev. A* **53**, 1702 (1996).
- [59] M.T. DePue, C. McCormick, S.L. Winoto, S. Oliver, D.S. Weiss, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 2262 (1999).
- [60] T. Ido, Y. Isoya, H. Katori, *Phys. Rev. A* **61**, 061403(R) (2000).
- [61] A.J. Kerman, V. Vuletic, C. Chin, S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 439 (2000).
- [62] W. Ketterle, D.E. Pritchard, *Appl. Phys. B* **54**, 403 (1992).
- [63] R.V.E. Lovelace, C. Mahanian, T.J. Tommila, D.M. Lee, *Nature* **318**, 30 (1985).
- [64] E.A. Cornell, C. Monroe, C.E. Wieman, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 2439 (1991).
- [65] J. Vigué, *Phys. Rev. A* **34**, 4476 (1986).
- [66] W. Ketterle, D.E. Pritchard, *Phys. Rev. A* **46**, 4051 (1992).
- [67] D.E. Pritchard, W. Ketterle, w: *Laser Manipulation of Atoms and Ions*, Proceedings of the International School of Physics Enrico Fermi, Course CXVIII, red. E. Arimondo, W.D. Phillips, F. Strumia (North-Holland, Amsterdam 1992), s. 473.
- [68] M. Kasevich, S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 1741 (1992).
- [69] C. Monroe, W. Swann, H. Robinson, C. Wieman, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 1571 (1990).
- [70] K. Lindquist, M. Stephens, C. Wieman, *Phys. Rev. A* **46**, 4082 (1992).
- [71] W. Ketterle, A. Martin, M.A. Joffe, D.E. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 2483 (1992).
- [72] T.E. Barrett, S.W. Dapore-Schwartz, M.D. Ray, G.P. Lafyatis, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 3483 (1991).
- [73] M.A. Joffe, W. Ketterle, A. Martin, D.E. Pritchard, *J. Opt. Soc. Am. B* **10**, 2257 (1993).
- [74] D.E. Pritchard, K. Helmerson, A.G. Martin, w: *Atomic Physics 11*, red. S. Haroche, J.C. Gay, G. Grynberg (World Scientific, Singapore 1989), s. 179.
- [75] A.L. Migdall, J.V. Prodan, W.D. Phillips, T.H. Bergeman, H.J. Metcalf, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 2596 (1985).
- [76] V.S. Bagnato, G.P. Lafyatis, A.G. Martin, E.L. Raab, R.N. Ahmad-Bitar, D.E. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2194 (1987).
- [77] K. Helmerson, A. Martin, D.E. Pritchard, *J. Opt. Soc. Am. B* **9**, 1988 (1992).
- [78] C. Monroe, E. Cornell, C. Wieman, w: *Laser Manipulation of Atoms and Ions*, Proceedings of the International School of Physics Enrico Fermi, Course CXVIII, red. E. Arimondo, W.D. Phillips, F. Strumia (North-Holland, Amsterdam 1992), s. 361.
- [79] C.C. Bradley, C.A. Sackett, J.J. Tollet, R.G. Hulet, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1687 (1995).
- [80] W. Ketterle, K.B. Davis, M.A. Joffe, A. Martin, D.E. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2253 (1993).
- [81] J. Weiner, V.S. Bagnato, S. Zilio, P.S. Julienne, *Rev. Mod. Phys.* **71**, 1 (1999).
- [82] D.J. Heinzen, 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 (IOS Press, Amsterdam 1999), s. 351.
- [83] M.H. Anderson, J.R. Ensher, M.R. Matthews, C.E. Wieman, E.A. Cornell, *Science* **269**, 198 (1995).

- [84] K.B. Davis, M.-O. Mewes, M.R. Andrews, N.J. van Druten, D.S. Durfee, D.M. Kurn, W. Ketterle, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3969 (1995).
- [85] W. Ketterle, K.B. Davis, M.A. Joffe, A. Martin, D.E. Pritchard, OSA Annual Meeting, Toronto, Canada, October 3–8, 1993.
- [86] P.D. Lett, W.D. Phillips, S.L. Rolston, C.E. Tanner, R.N. Watts, C.I. Westbrook, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2084 (1989).
- [87] K.B. Davis, M.-O. Mewes, M.A. Joffe, W. Ketterle, w: *Fourteenth International Conference on Atomic Physics*, Boulder, Colorado 1994, Book of Abstracts, 1-M3 (University of Colorado, Boulder, Colorado 1994).
- [88] W. Petrich, M.H. Anderson, J.R. Ensher, E.A. Cornell, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3352 (1995).
- [89] K.B. Davis, M.-O. Mewes, M.A. Joffe, M.R. Andrews, W. Ketterle, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 5202 (1995).
- [90] J.M. Doyle, J.C. Sandberg, I.A. Yu, C.L. Cesar, D. Kleppner, T.J. Greytak, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 603 (1991).
- [91] M.-O. Mewes, M.R. Andrews, N.J. van Druten, D.M. Kurn, D.S. Durfee, W. Ketterle, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 416 (1996).
- [92] D.S. Durfee, W. Ketterle, *Optics Express* **2**, 299 (1998).
- [93] C.C. Bradley, C.A. Sackett, J.J. Tollet, R.G. Hulet, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 1170 (1997).
- [94] W. Petrich, M.H. Anderson, J.R. Ensher, E.A. Cornell, *J. Opt. Soc. Am. B* **11**, 1332 (1994).
- [95] E.L. Surkov, J.T.M. Walraven, G.V. Shlyapnikov, *Phys. Rev. A* **53**, 3403 (1996).
- [96] M.R. Andrews, M.-O. Mewes, N.J. van Druten, D.S. Durfee, D.M. Kurn, W. Ketterle, *Science* **273**, 84 (1996).
- [97] M.-O. Mewes, M.R. Andrews, N.J. van Druten, D.M. Kurn, D.S. Durfee, C.G. Townsend, W. Ketterle, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 988 (1996).
- [98] M.-O. Mewes, M.R. Andrews, D.M. Kurn, D.S. Durfee, C.G. Townsend, W. Ketterle, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 582 (1997).
- [99] C.G. Townsend, N.J. van Druten, M.R. Andrews, D.S. Durfee, D.M. Kurn, M.-O. Mewes, W. Ketterle, w: *Atomic Physics 15*, Fifteenth International Conference on Atomic Physics, Amsterdam, August 1996, red. H.B. van Linden van den Heuvell, J.T.M. Walraven, M.W. Reynolds (World Scientific, Singapore 1997), s. 192.
- [100] A. Röhrl, M. Naraschewski, A. Schenzle, H. Wallis, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 4143 (1997).
- [101] M.R. Andrews, C.G. Townsend, H.-J. Miesner, D.S. Durfee, D.M. Kurn, W. Ketterle, *Science* **275**, 637 (1997).
- [102] *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 (IOS Press, Amsterdam 1999).
- [103] C.S. Adams, M. Sigel, J. Mlynek, *Phys. Rep.* **240**, 143 (1994).
- [104] H.-J. Miesner, D.M. Stamper-Kurn, M.R. Andrews, D.S. Durfee, S. Inouye, W. Ketterle, *Science* **279**, 1005 (1998).
- [105] S. Inouye, T. Pfau, S. Gupta, A.P. Chikkatur, A. Görlitz, D.E. Pritchard, W. Ketterle, *Nature* **402**, 641 (1999).
- [106] M. Kozuma, Y. Suzuki, Y. Torii, T. Sugiura, T. Kuga, E.W. Hagley, L. Deng, *Science* **286**, 2309 (1999).
- [107] S. Inouye, A.P. Chikkatur, D.M. Stamper-Kurn, J. Stenger, D.E. Pritchard, W. Ketterle, *Science* **285**, 571 (1999).
- [108] J. Stenger, S. Inouye, A.P. Chikkatur, D.M. Stamper-Kurn, D.E. Pritchard, W. Ketterle, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 4569 (1999).
- [109] P. Nozières, D. Pines, *The Theory of Quantum Liquids* (Addison-Wesley, Redwood City, CA 1990).
- [110] E.J. Yarmchuk, M.J.V. Gordon, R.E. Packard, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 214 (1979).
- [111] K.W. Madison, F. Chevy, W. Wohlleben, J. Dalibard, *J. Mod. Opt.* **47**, 2715 (2000).
- [112] J.R. Abo-Shaeer, C. Raman, J.M. Vogels, W. Ketterle, *Science* **292**, 476 (2001).