

## Pierwszy polski kondensat Bosego-Einsteina

Wojciech Gawlik  
Instytut Fizyki UJ

2 marca 2007 roku grupa fizyków z kilku polskich ośrodków pracująca w Krajowym Laboratorium Fizyki Atomowej, Molekularnej i Optycznej w Toruniu otrzymała pierwszy w Polsce kondensat Bosego-Einsteina atomów rubidu 87.

Zespół tworzyli fizycy z Uniwersytetu Jagiellońskiego (Wojciech Gawlik, Andrzej Noga, Jerzy Zachorowski i Michał Zawada – ten ostatni od niedawna w UMK), Uniwersytetu Mikołaja Kopernika w Toruniu (Franciszek Bylicki i Michał Zawada), Instytutu Fizyki PAN w Warszawie (Włodzimierz Jastrzębski), Pomorskiej Akademii Pedagogicznej w Słupsku (Jacek Szczepkowski) i z Uniwersytetu Opolskiego (Marcin Witkowski). Duży wkład do projektu w jego wstępnej fazie wnieśli też: Maria Brzozowska i Tomasz Brzozowski z IF UJ oraz Paweł Kruk (pierwotnie IFD UW, potem IF UJ). Po dwunastu latach od pierwszej doświadczalnej obserwacji, kondensat Bosego-Einsteina jest badany w szesnastu krajach. Od 2 marca br. Polska jest jednym z nich (jedynym między Łabą a Pekinem).



Od lewej: Marcin Witkowski, Michał Zawada, Jerzy Zachorowski, Andrzej Noga, Jacek Szczepkowski, Wojciech Gawlik, Franciszek Bylicki, Włodzimierz Jastrzębski

### Co to jest kondensat Bosego-Einsteina

W zwykłych warunkach, np. wówczas, gdy mamy do czynienia z gazem atomowym w temperaturze pokojowej, atomy poruszają się jak bardzo szybkie cząstki klasyczne i ich kwantowe własności nie są widoczne. Wygodnym parametrem do oceny tych własności jest tzw. długość fali de Broglie'a,  $\lambda_{dB} = h/p$ , gdzie  $h$  to stała Plancka, a  $p$  określa pęd cząstki. W temperaturach pokojowych, dla typowych gazów  $\lambda_{dB}$  jest rzędu  $10^{-12}$  m, a więc jest znacznie mniejsza niż rozmiary atomów. Inaczej jednak dzieje się, gdy gaz atomowy zostanie ochłodzony do temperatur poniżej 1 mK. Wraz z ochłodzeniem zmniejsza się bowiem energia kinetyczna gazu atomowego, a więc wartości pędów atomowych, przez co  $\lambda_{dB}$  staje się już rzędu  $10^{-5}$  m, a więc może być porównywalna ze średnią odległością poszczególnych atomów w gazie. Atomy przestają być wtedy rozróżnialne jako pojedyncze obiekty klasyczne, a zaczynają być w stanie tzw. degeneracji kwantowej – gazem nierozróżnialnych obiektów kwantowych. W takich warunkach dochodzi do głosu statystyka kwantowa i wtedy widać

drastyczne różnice pomiędzy bozonami i fermionami. Wyobraźmy sobie, że chcemy zamknąć określoną liczbę atomów w pewnej pułapce. Pułapka atomowa, to urządzenie, w którym działamy na atomy siłami utrzymującymi je w określonym obszarze. Siły te wytwarzane przez zewnętrzne pola elektromagnetyczne (ramka) powodują, że gaz atomowy grupuje się w pobliżu minimum potencjału. Fermiony nie mogą wszystkie znaleźć się w minimum potencjału – zabrania tego statystyka Fermiego (jej konsekwencją to zakaz Pauliego), bozony zaś mogą.

W 1924 r. Satyendra Bose i Albert Einstein sformułowali teorię, zgodnie z którą gromadzenie się bozonów w minimum potencjału, po przekroczeniu pewnej krytycznej temperatury ma gwałtowny charakter określany przez fizyków przejściem fazowym. To przejście nazwane jest kondensacją Bosego-Einsteina.

Tak więc w sytuacji, gdy spułapkowane atomy zostaną dostatecznie ochłodzone, wszystkie bozony znajdują się na samym dnie minimum potencjału, a z fermionów może tam być tylko jeden, zaś pozostałe zajmą wyższe stany. Zjawisko kondensacji B-E przewidziano teoretycznie bardzo dawno temu (w 1924 r.), ale nawet jego odkrywcy nie wierzyli, że kiedykolwiek będzie ono obserwowalne doświadczalnie (w liście do Paula Ehrenfesta w 1924 r. Einstein pisał: „*The theory is pretty, but is there also some truth in it?* – teoria jest ładna ale, czy aby jest prawdziwa?”). Jedną z głównych trudności polegała bowiem na tym, że gdy ochładza się gaz o dużej gęstości, oddziaływania pomiędzy poszczególnymi atomami powodują tworzenie się cząsteczek i kryształów (zestawianie się i skraplanie gazów), które uniemożliwiają obserwację zjawisk degeneracji kwantowej. Przez wiele lat uważano, że nadciekłość jest przejawem kondensacji B-E. W istocie jednak w ciekłym helu 3, w którym zjawisko nadciekłości jest obserwowane, występują tak silne oddziaływania, że kondensacji podlega zaledwie ok. 8% wszystkich atomów. Przełomem w badaniu zjawisk degeneracji kwantowej było rozwinięcie doświadczalnych metod ochładzania i pułapkowania rozrzedzonych gazów atomowych z zachowaniem ich gazowego stanu skupienia. Za prace te przyznano nagrody Nobla w 1997 roku trzem fizykom (Steven Chu, Claude Cohen-Tannoudji, William Phillips [1]). Dzięki tym niezwykłym technikom badawczym można było najpierw osiągnąć rekordowo niskie temperatury chmur gazów atomowych poniżej 1  $\mu\text{K}$  – najniższe, jakie panują we Wszechświecie, a następnie w 1995 r. uzyskać pierwszy „czysty kondensat” atomów rubidu (za to osiągnięcie nagrodę Nobla w 2001 roku otrzymali: Eric Cornell, Wolfgang Ketterle, Carl Wieman [2]).

**Bozony i fermiony**

Wszystkie cząstki fizyczne, nie tylko elementarne, ale też złożone – atomy czy cząsteczki, można podzielić w zależności od tego czy funkcje falowe, jakie opisują ich zespoły są symetryczne względem zamiany dwóch cząstek w zespole. Te, których funkcje falowe są symetryczne nazywane są *bozonami* a te, które mają funkcje antysymetryczne to *fermiony*. O tym czy dany obiekt jest fermionem, czy bozonem decyduje jego kręt. Chodzi tu o całkowity moment pędu, który dla cząstek złożonych jest sumą krętów wszystkich składników. Bozony mają kręty opisane całkowitymi liczbami, a więc równe 0, 1, 2, ..., zaś fermiony mają tzw. kręty połówkowe, czyli  $1/2$ ,  $3/2$ ,  $5/2$ , ... (w jednostkach stałej Plancka). Najważniejsze konsekwencje tego podziału widoczne są dopiero, gdy cząstki/obiekty te mają kwantowe własności – zachowują się jak *fale materii*. Bozony i fermiony zachowują się zupełnie inaczej, gdy próbujemy dwa lub więcej z nich umieścić w tym samym stanie kwantowym. O ile każdy z fermionów musi być w innym stanie, o tyle bozony mogą dowolnie licznie zajmować dany stan. Obiekty takie, jak atomy, złożone z wielu fermionów są albo fermionami, albo bozonami w zależności od swojej liczby masowej (liczby wszystkich elektronów i nukleonów). Niektóre izotopy tego samego pierwiastka mogą więc być bozonami a inne fermionami.

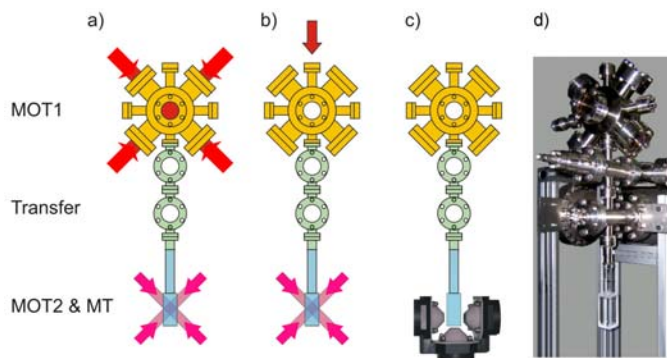
W Polsce prace z laserowym chłodzeniem atomów prowadzi się od 1998 roku, kiedy to w IF UJ powstała pierwsza polska pułapka magnetooptryczna. Z jej pomocą metodami laserowego chłodzenia (szczegóły w dodatku poniżej i w artykule [4]) ochłodzono w Krakowie atomy rubidu do ok. 100 mikrokelwinów [3]. Było to duże osiągnięcie i dzięki niemu powstało kilka ważnych prac badawczych. Niestety, 100 mikrokelwinów to granica, poniżej której nie można już zejść metodami chłodzenia optycznego. Światło absorbowane przez atomy jest bowiem reemitowane w emisji spontanicznej, z którą związane jest zjawisko odrzutu atomów, odpowiedzialne za niezerową energię kinetyczną gazu atomowego. Tymczasem temperatura krytyczna, przy której zachodzić może kondensacja B-E (rzędu 100 nK) jest ok. 1000 razy niższa. Konieczne więc było opracowanie innych sposobów pułapkowania i chłodzenia. Odpowiedni do takich temperatur rodzaj pułapki to pułapka magnetyczna, w której atomy są najpierw w odpowiedni sposób magnetyzowane (ich momenty magnetyczne ustawiane są w odpowiednim kierunku np. wzdłuż pola magnetycznego), a następnie mogą być lokalizowane (pułapkowane) w odpowiednio ukształtowanym niejednorodnym polu magnetycznym już bez obecności światła. Sama pułapka magnetyczna nie zmienia energii gazu atomowego – czyli nie chłodzi. Do tego trzeba zastosować inny mechanizm, tzw. chłodzenie przez wymuszone odparowanie. Nazwa pochodzi od znanego każdemu zjawiska oddawania ciepła przy parowaniu. U nas parowaniem jest ucieczka najgorętszych (najszybszych) atomów z jamy potencjału pułapki magnetycznej. Zachodzi ona, gdy głębokość pułapki (związana z energią potencjalną) jest mniejsza od energii kinetycznej najgorętszych spułapkowanych atomów. Po usunięciu (odparowaniu) najgorę-

szych składników gazu, te które pozostały w pułapce doprowadza się do równowagi termodynamicznej (zachodzi tzw. termalizacja), przez co ustala się nowa temperatura gazu, niższa od początkowej. Powtarzając krok po kroku tę procedurę dla coraz mniejszej głębokości jamy potencjału pułapki, można znacznie ochłodzić te atomy, które w niej pozostaną. W procedurze tej ochładzanie polega na usuwaniu atomów, co wiąże się z drastycznym ubytkiem atomów z pułapki. Odpowiednie dobranie szybkości, z jaką obniżana jest głębokość pułapki (szybkość odparowania) do szybkości termalizacji, decyduje o tym czy liczba atomów pozostałych w pułapce wystarcza do osiągnięcia kondensacji. W optymalnych warunkach pozostaje nam zaledwie ok. 1% początkowej liczby atomów, ale za to ochładzamy je ok. 1000 razy, co na ogół wystarcza na osiągnięcie kondensacji B-E.

### Jak zrobiliśmy kondensat?

Osiągnięcie kondensacji Bosego-Einsteina gazu atomowego jest ogromnym wyzwaniem eksperymentalnym. Jedną z podstawowych trudności polega na tym, że dla osiągnięcia degeneracji kwantowej konieczne jest równoczesne zagęszczenie gazu atomowego i jego ochłodzenie, przy zachowaniu jego gazowego stanu skupienia. Są to na ogół przeciwstawne wymagania, bardzo trudne do spełnienia.

Nasze doświadczenie prowadzące do wytworzenia stanu kondensatu Bosego-Einsteina w chmurze atomów Rb było przeprowadzanie w kilku etapach za pomocą układu przedstawionego schematycznie na rys. 1.



Rys. 1. Schemat układu eksperymentalnego składającego się z górnej pułapki magnetoopcyjnej (MOT1), kanału przepychania atomów (Transfer) i dolnej pułapki (MOT2) wraz z pułapką magnetyczną (MT). Trzy etapy działania układu są kolejno przedstawione: (a) MOT1 zbiera ok.  $10^9$  atomów  $^{87}\text{Rb}$  w temperaturze ok. 100–300  $\mu\text{K}$ , szerokie strzałki obrazują wiązki pułapkujące; (b) zimne atomy są wypychane z MOT1 przez wiązkę laserową (pionowa strzałka) i wychwytywane przez MOT2; (c) wiązki laserowe są wyłączone i atomy są utrzymywane w ciemności w pułapce magnetycznej i tam chłodzone przez odparowanie. Dla jasności obrazu cewki pułapki magnetycznej są pokazane wyłącznie w rys. (c), a rys. (d) przedstawia zdjęcie próżniowej części prawdziwej aparatury przed jej obudowaniem cewkami poszczególnych pułapek

1. Pierwszy etap polegał na pułapkowaniu i ochłodzeniu od temperatury pokojowej do ok. 100  $\mu\text{K}$  ok. 10–100 milionów atomów (chmura o średnicy ok. 3 mm i gęstości  $n \approx 10^{11} \text{cm}^{-3}$ ).

2. Dalsze etapy doświadczenia należało prowadzić w warunkach ultra-wysokiej próżni, aby ograniczyć zderzenia z atomami termicznymi. W tym celu wstępnie ochłodzone atomy przepchano z obszaru MOT1 do drugiej komory, gdzie zostały one przechwycone przez drugą pułapkę magnetooptyczną (MOT2). W tej drugiej komorze, w warunkach ultra-wysokiej próżni, czas pułapkowania atomów mógł być znacznie wydłużony, bo ograniczono częstość zderzeń zimnych atomów z gorącymi atomami i cząsteczkami gazu resztkowego. Trzeba sobie uzmysłowić, że tzw. przepchanie atomów z jednej komory do drugiej nie jest prostym zadaniem – atomów nie możemy przenieść manipulatorem (choćby dlatego, że nie istnieją manipulatory, pracujące w 100  $\mu\text{K}$ ), nie można ich też prowadzić w polu elektrycznym, jak cząstek naładowanych w akceleratorach, bo są elektrycznie obojętne. Robimy to działając na atomy siłami optycznymi (ciśnieniem światła od pojedynczej wiązki laserowej dostrojonej do atomowej linii absorpcyjnej). Takie przepychanie musi być wykonane z bardzo dużym „wyczuciem”. Należy bowiem przyspieszyć atomy tak, by udało się je zatrzymać w drugiej komorze.

3. Po wyłapaniu atomów przez pułapkę MOT2 w drugiej komorze, były one przejmowane przez pułapkę magnetyczną (MT), która – jak już wiemy pozwala na chłodzenie do niższych temperatur. Pułapka magnetyczna jest jednak dość „płytką” – można ją załadować tylko atomami o dostatecznie niskiej energii kinetycznej, czyli wstępnie schłodzonymi. Ponadto, aby atomy mogły być w niej uwięzione, muszą być w odpowiednim stanie, co osiąga się przez tzw. pompowanie optyczne.

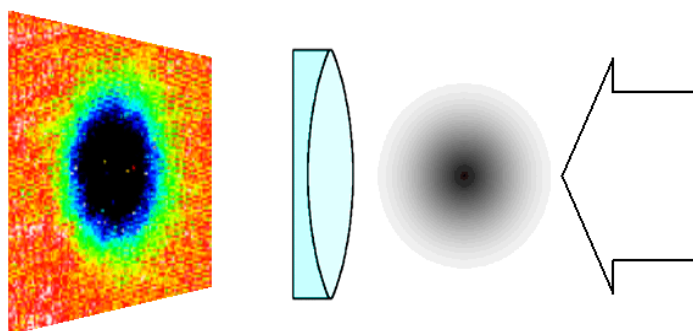
4. Atomy w pułapce MT były następnie poddane chłodzeniu przez odparowanie za pomocą pola magnetycznego oscylującego z częstością radiową (RF), które tak działa jak obniżanie głębokości jamy potencjału pułapkującego odpowiednie stany. W ten sposób można wydajnie regulować szybkość odparowania i aplikować je do atomów o wybranej energii.

5. Ostatnim etapem doświadczenia była detekcja i diagnostyka pozwalająca wyznaczyć temperaturę atomów oraz stwierdzić czy nastąpiła kondensacja.

### **Detekcja i charakterystyka kondensatu**

Podobnie, jak nie da się prosto przepchać ultrazimnych atomów z jednego obszaru do drugiego, nie można też przyłożyć do nich ani termometru ani linijki. Jedynym sposobem ich diagnostyki jest poddanie ich oddziaływaniu z polami elektromagnetycznymi (światłem lub falami radiowymi). O tym czy zaszła kondensacja można się przekonać przez oświetlenie chmury atomów wiązką światła laserowego i oglądanie za pomocą kamery jak atomy absorbują fotony z wiązki – im większa gęstość atomów, tym cień, jaki rzuca na kamerę chmura

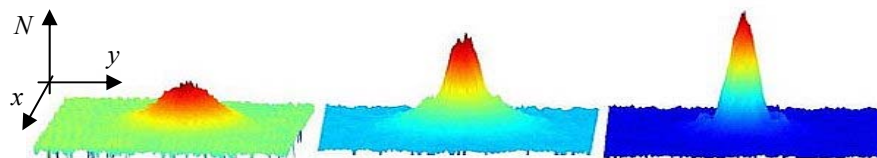
atomów, jest ciemniejszy. Obraz cienia odwzorowywany przez matrycę kamery daje nam rozkład gęstości chmury atomowej (rys. 2). Obrazując atomy w pułapce można więc zobaczyć, czy są one szeroko rozłożone w całej objętości pułapki, czy też skupione na dnie jamy potencjału, co byłoby dowodem kondensacji Bosego-Einsteina. Ponieważ rozmiary chmury atomowej są zaledwie rzędu ułamka milimetra, taki sposób detekcji nie jest łatwy i dlatego częściej obrazuje się chmurę atomów po wyłączeniu pułapki.



Rys. 2. Schemat detekcji kondensatu Bosego-Einsteina. Układ optyczny odwzorowuje na kamery CCD cień, jaki powstał w wiązce laserowej z powodu jej absorpcji przez atomy

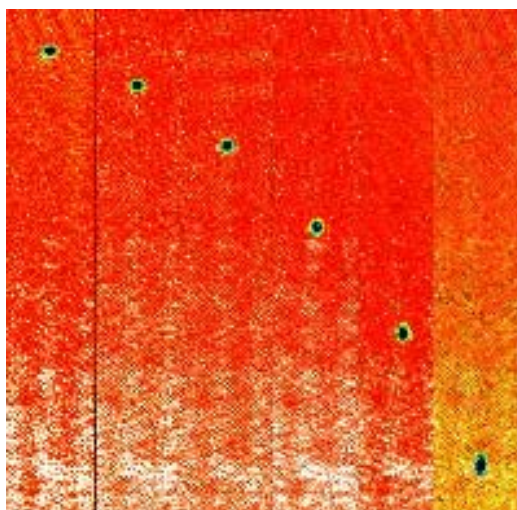
Chmura atomów opada wówczas w polu grawitacyjnym rozszerzając się równocześnie. Powodem rozszerzania jest to, że nawet ultra-zimne atomy nigdy nie mają zerowych pędów, a więc gdy przestaną być pułapowane, będą się rozszerzać w różnych kierunkach zgodnie z rozkładem swoich pędów. Rozszerzona chmura jest po pierwsze łatwiejsza do fotografowania przez kamerę, ale przede wszystkim pozwala na analizę rozkładu pędów rozbiegających się atomów. Statystyka kwantowa wykazuje, że rozkłady pędów atomów termicznych (przed przejściem fazowym) i w fazie kondensatu drastycznie się różnią, co daje wyraźnie różne kształty cienia ekspandujących atomów po ich wypuszczeniu z pułapki. Rys. 3 ilustruje odpowiednie rozkłady pędów otrzymane z rejestracji cieni dla trzech różnych temperatur gazu atomowego przed wyłączeniem pułapki (kontrolowanych przez częstość fal radiowych powodujących odparowanie).

W temperaturze 500 nK chmura atomowa daje obraz cieniowy typowy dla klasycznego obłoku gazu o maxwellovskim rozkładzie pędów. W temperaturze 250 nK rozpoczyna się kondensacja Bosego-Einsteina, która powoduje pojawienie się frakcji atomów o znacznie węższym rozkładzie pędowym, a poniżej 70 nK obserwujemy już czysty kondensat Bosego-Einsteina, który związany jest z grupą atomów o bardzo wąskim rozkładzie pędów.



Rys. 3. Trójwymiarowe mapy rozkładów pędowych dla przypadków (od lewej): chmury atomów termicznych ( $T = 500$  nK), przejścia fazowego ( $T = 250$  nK) i czystego kondensatu Bosego-Einsteina ( $T < 70$  nK). Osie  $x$ ,  $y$  na tych wykresach odpowiadają współrzędnym w płaszczyźnie fotografii, a  $N$  gęstości chmury atomowej odtworzonej z gęstości cienia.

Tego typu diagnostyka ultrazimnych atomów nie tylko pozwala stwierdzić, że kondensacja już zaszła, ale umożliwia również bardzo spektakularną wizualizację kwantowej natury kondensatu. Przestrzenny kształt kondensatu odtwarza przestrzenny rozkład potencjału pułapującego. Jeżeli, tak jak u nas, rozkład ten nie jest sferyczny, lecz ma wydłużony poziomo cygarowaty kształt, kondensat o takim kształcie ma lepiej określone położenie w kierunku pionowym niż poziomym. Zgodnie z zasadą nieokreśloności Heisenberga, ma bardziej rozmyty pęd w kierunku pionowym niż poziomym. W wyniku tego, po wypuszczeniu go z pułapki, na początku opadania grawitacyjnego będzie zachowywał pierwotny kształt wydłużonego poziomo cygara, ale po pewnym czasie zacznie być bardziej wydłużony w kierunku pionowym. Ta bezpośrednia konsekwencja faktu, że kondensat jest obiektem kwantowym jest widoczna na rys. 4, który pokazuje obrazy kondensatu w kolejnych, jednakowych odstępach czasowych od wypuszczenia kondensatu z pułapki. Ponadto widać, że w kolejnych interwałach odcinki przebywane przez spadający kondensat rosną kwadratowo – rys. 4 ilustruje więc zarówno klasyczne, jak i kwantowe własności kondensatu.



Rys. 4. Zdjęcia opadającego kondensatu Bosego-Einsteina (poszczególne klatki co 5 ms). Kondensat, który pierwotnie był w pułapce ściśnięty (miał dobrze określone położenie) w kierunku pionowym, na skutek zasady Heisenberga ma dużą nieokreśloność pionowej składowej pędu, co prowadzi do szybszego rozbiegania się atomów w tym kierunku. W konsekwencji, po ok. 30 ms spadku grawitacyjnego kondensat, który pierwotnie miał kształt poziomego cygara, opada jako rozciągnięty pionowo

Gdy czytamy o fotografowaniu może się wydawać, że to już najłatwiejsza część doświadczenia – pamiątkowe zdjęcie atomów na końcu wycieczki. Tymczasem każde zdjęcie kondensatu to absorpcja fotonów i wraz z nią przekaz pędu od wiązki światła do chmury atomowej, który całkowicie niszczy stan kondensatu. Tak więc obrazowanie cieniowe kondensatu można porównać ze sprawdzaniem zapalek: jeśli się zapalą, to znaczy, że były dobre. Właśnie *były*, bo przez operację sprawdzenia już nie *są*. Kolejna rejestracja kondensatu wymaga powtórzenia całego cyklu ochładzania, pułapkowania, przepychania, dalszego ochładzania, który trwa ok. dwóch minut. W typowym doświadczeniu, w którym chcemy zbadać własności kondensatu w zależności od rozmaitych parametrów, musimy powtarzać ten cykl wielokrotnie. I tak, każdy z obrazów na rys. 4 przedstawia inny kondensat wykonany i następnie zniszczony przez obrazowanie w kolejnym cyklu doświadczenia.

### **Za co kochamy kondensat**

Badania kondensatów B-E stanowią stosunkowo nowy temat badawczy, lecz ogromnie szybko się rozwijają w wielu krajach i to, że od niedawna w Polsce też możemy to robić, bardzo cieszy.

Dlaczego tymi badaniami interesuje się tak wielu fizyków? Otóż rozrzedzone gazy atomowe w stanie degeneracji kwantowej to wymarzony obiekt do weryfikacji wielu modeli teoretycznych i narzędzie do zrozumienia tak ważnych zjawisk, jak np. nadprzewodnictwo. W dotychczasowych badaniach tych zjawisk stosowano materię skondensowaną, a więc układy bardzo silnie oddziałujące ze sobą, co ogromnie komplikowało analizę podstawowych mechanizmów związanych z degeneracją kwantową. Tymczasem rozrzedzone gazy atomowe stanowią niezwykle uniwersalną próbkę. Może ona reprezentować układ cząstek albo całkowicie nieoddziałujących ze sobą, albo oddziałujących w kontrolowany sposób, regulowany np. przez zewnętrzne pole magnetyczne. Możliwe jest także badanie efektów związanych z przestrzennym uporządkowaniem próbek, ale o ile w „normalnych” kryształach, stałe sieci są dla danej próbki ustalone i ograniczone do kilku nm, o tyle atomy można umieszczać w tzw. sieciach optycznych, które są czymś w rodzaju kryształów o stałych sieciowych, które można zmieniać w bardzo szerokich granicach od nm do dziesiątków  $\mu\text{m}$ . Ponadto atomy w takich sieciach można magnesować (polaryzować) na najrozmaitsze sposoby (np. z pełnym uporządkowaniem ferromagnetycznym lub z przemienną orientacją momentów magnetycznych w kolejnych węzłach sieci). Można zmieniać wartości ich momentów magnetycznych i wiele innych parametrów. To bogactwo możliwości uzasadnia zapał badaczy i radość z tego, że można tę dziedzinę fizyki uprawiać już w Polsce. Nie można przy tym zapominać, że osiągnięcie kondensatu B-E to nie cel, jaki mógłby zostać zwieńczony np. publikacją w *Physical Review Letters*, ale dopiero wstępny etap na drodze do doświadczalnego badania materii w ultraniskich temperaturach.



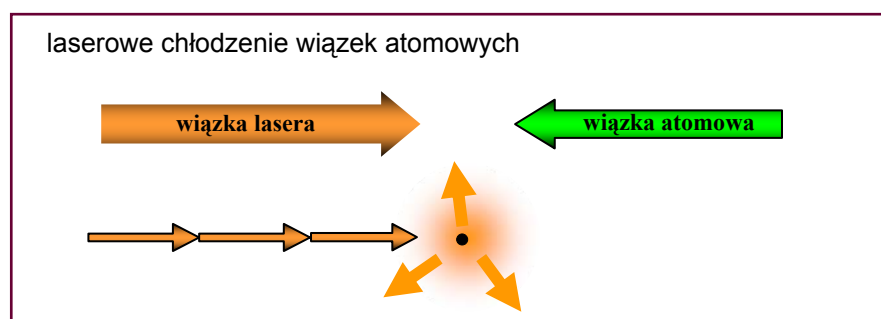
Można to obrazowo porównać z tym, że wstępnym warunkiem na osiągnięcie jakichkolwiek znaczących rezultatów w dowolnym współzawodnictwie – np. w wyścigach kolarskich elementarnym warunkiem uczestnictwa jest posiadanie roweru. Od 2 marca 2007 r. mamy już w Polsce odpowiedni „rower”.

## DODATEK

### Siły optyczne, chłodzenie i pułapkowanie

Pola elektromagnetyczne pozwalają na oddziaływanie tzw. *siłami optycznymi* na neutralne atomy. Siły te mogą być związane z dwoma różnymi mechanizmami: *sila spontaniczna* (inaczej *sila ciśnienia światła*) wynika z przekazu pędu w oddziaływaniu rezonansowych fotonów z atomami, czyli z występowania ciśnienia światła, zaś *sila dipolowa* pochodzi od oddziaływania indukowanych momentów dipolowych (polaryzacji elektrycznej) atomów z polem elektromagnetycznym. Oddziaływanie takie możliwe jest, gdy pole fali świetlnej jest odstrojone od rezonansu z przejściem atomowym i jest przestrzennie niejednorodne. Wartości sił optycznych zależą od wartości i przestrzennego rozkładu natężenia oraz od częstotliwości fali świetlnej i od rodzaju atomu.

Za pomocą sił optycznych możliwe jest *optyczne (laserowe) spowalnianie (ochładzanie)* atomów. Najprościej wyjaśnić je na przykładzie spowalniania skolimowanych wiązek atomowych rozchodzących się w próżni, zgodnie z rys. 5.



Rys. 5. Idea chłodzenia skolimowanych wiązek atomowych przy pomocy promieniowania laserowego. Gdy częstość promieniowania jest dopasowana do częstości przejścia atomowego, atom pochłania fotony laserowe z równoległej wiązki laserowej i następnie spontanicznie reemituje je w przypadkowych kierunkach, co schematycznie ilustruje dolna część rysunku.

Jeśli częstość lasera jest dopasowana do rezonansu z częstością przejścia atomu poruszającego się w wiązce laserowej, w wyniku absorpcji fotonów z przeciwbieżnej wiązki laserowej atomy przejmują energię oraz pęd fotonu, wzbudzając się do wyższego stanu. Po czasie życia (rzędu  $10^{-8}$  s) atom powraca

do stanu podstawowego emitując spontanicznie foton, z czym związany jest odrzut. Ponieważ fotony emisji spontanicznej są wysyłane we wszystkich kierunkach, a fotony laserowe przybywają z określonego kierunku, więc po wielu cyklach absorpcja-emisja, przekaz pędu od emisji spontanicznej uśrednia się do zera, i atom uzyskuje pęd, równy sumie pędów zaabsorbowanych fotonów z wiązki laserowej, które dodają się do znacznej wartości.

Dla atomów w fazie gazowej, gdzie występują różne kierunki ruchu atomów, oświetlenie rezonansowym światłem wcale nie musi prowadzić do globalnego spowolnienia ruchu ze względu na równowagę pomiędzy spowalnianiem i przyspieszaniem. Mimo to możliwe jest spowalnianie i ochładzanie gazu za pomocą światła, jeżeli atomy gazu wykonujące izotropowy ruch termiczny oświetlane zostają dwiema, przeciwbieżnymi wiązkami laserowymi. W odróżnieniu jednak od chłodzenia wiązek atomowych, częstości tych wiązek nie są dostrojone do rezonansu, ale nieco poniżej częstości przejścia atomowego  $\omega_0$ . Poruszające się atomy, „widzą” częstość każdej z wiązek zmienioną o przesunięcie dopplerowskie. Ta z wiązek, która biegnie w kierunku przeciwnym do ruchu atomu jest przestrojona ku wyższym częstościom i jest bliższa rezonansu atomowego niż wiązka biegnąca w tę samą stronę, co atom. Ponieważ prawdopodobieństwo absorpcji fotonu przez atom zależy od odstrojenia częstości światła  $\omega_L$  od  $\omega_0$ ,  $\omega_L - \omega_0$ , ciśnienie światła od wiązki przeciwbieżnej jest większe niż od współbieżnej, dzięki czemu na ruchomy atom działa siła zawsze przeciwnie skierowana do jego prędkości, niezależnie od jej kierunku. Mamy więc do czynienia z mechanizmem spowalniającym ruch atomów czyli z chłodzeniem gazu. Siły ciśnienia światła od obu wiązek równoważą się, gdy atom jest w spoczynku, co powinno doprowadzić do całkowitego zatrzymania atomów w fazie gazowej. Dla małych wartości prędkości atomu  $v$ , wypadkowa siła zależy od  $v$ , jak  $F(v) \propto -v$ , co jest typową zależnością dla ruchu z tarciem. Ośrodek złożony z gazu atomowego i quasi-rezonansowych fotonów ma zatem podobne własności, jak lepka ciecz i dlatego tak ochładzany gaz nazywany jest *melasą optyczną*. Omówiony mechanizm chłodzenia gazu można też uzasadnić zasadą zachowania energii. Na to, aby ruchomy atom mógł zostać wzbudzony przez absorpcję fotonu o energii  $\hbar\omega_L < \hbar\omega_0$ , konieczne jest uzupełnienie deficytu energii  $\hbar(\omega_L - \omega_0)$  przez energię kinetyczną atomu. Po absorpcji atom powraca do niższego stanu emitując spontanicznie foton o energii  $\hbar\omega_0$ . W ten sposób, kosztem swej energii kinetycznej, atom emituje więcej energii świetlnej niż pochłania i stopniowo zmniejsza swą prędkość, a więc gaz się ochładza.

Omówiony powyżej mechanizm pozwala na ochładzanie atomów do bardzo niskich temperatur. Zimne atomy w melasie optycznej dyfundują z prędkościami rzędu 1–10 cm/s i nie są przestrzennie lokalizowane. Możliwość lokalizacji dają dopiero specjalne pułapki, z których najbardziej popularną jest pułapka magnetooptyczna (MOT) (ang. *magneto-optical trap*). Podobnie, jak przy wytwarzaniu melasy optycznej są w niej przeciwbieżne laserowe wiązki chłodzące

( $\omega_L < \omega_0$ ), ale są one teraz spolaryzowane kołowo w przeciwnych kierunkach (w układzie odniesienia związanym z atomem są to polaryzacje  $\sigma^+$  i  $\sigma^-$ ). Ponadto, stosowane jest niejednorodne pole magnetyczne  $B(x)$ , takie że w centrum układu ( $x = 0$ ) ma ono zerową wartość i narasta liniowo (ze zmianą znaku wokół  $x = 0$ ). W polu magnetycznym atomy poziomy energetyczne rozszczepiają się na składowe zeemanowskie, które zgodnie z regułami wyboru ( $\Delta m = \pm 1$ ) w różnym stopniu oddziałują ze światłem kołowo spolaryzowanym. Ponieważ  $B$  ma różną wartość dla różnych  $x$ , na atomy działa siła optyczna (ciśnienie światła) o różnej wartości w różnych odległościach  $x$  od centrum układu, co wynika z różnych wielkości odstrojenia częstości danej składowej zeemanowskiej od częstości lasera. Dobór odpowiedniego znaku gradientu pola  $B$  i skrętności polaryzacji, sprawia, że atomy oddalone od  $x = 0$  będą poddane sile kierującej je do centrum:  $F(x) \propto -x$ . Taka zależność jest charakterystyczna dla harmonicznego potencjału pułapkującego, a więc opisany układ może lokalizować (pułapkować) atomy w  $x = 0$ . Rozszerzenie omówionego sposobu jednowymiarowego chłodzenia i pułapkowania na trzy wymiary wymaga użycia trzech par przeciwnie rozchodzących się i przeciwnie spolaryzowanych wiązek oraz zastosowania trójwymiarowo niejednorodnego pola  $B(x, y, z)$  o kwadrupolowej symetrii. Pułapkę tego typu zaproponował Jean Dalibard, a pierwszy zrealizował Steven Chu, który w 1997 za swe prace nad laserowym chłodzeniem i pułapkowaniem atomów neutralnych otrzymał wspólnie z Claudem Cohenem-Tannoudjim i Williamem Phillipsem nagrodę Nobla [1].

#### Literatura:

- [1] *Foton* **55**, (styczeń/luty 1998), warto także przeczytać wykłady noblowskie: S. Chu, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 685 (1998); przekład polski *Postępy Fizyki* **50**, 113 (1999); C. Cohen-Tannoudji, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 707 (1998); przekład polski *Postępy Fizyki* **50**, 2 (1999); W.D. Phillips, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 721 (1998); przekład polski *Postępy Fizyki* **49**, 297 (1998).
- [2] *Foton* **75** (zima 2001), oraz wykłady noblowskie: E.A. Cornell and C. E. Wieman, *Rev. Mod. Phys.* **74**, 875 (2002); przekład polski *Postępy Fizyki* **53**, 221 (2002); W. Ketterle, *Rev. Mod. Phys.* **74**, 1131 (2002); przekład polski *Postępy Fizyki* **54**, 11 (2003).
- [3] J. Zachorowski, T. Pałasz, W. Gawlik, *Postępy Fizyki* **49**, 338 (1998).
- [4] W. Gawlik, *Postępy Fizyki* **53D**, 54 (2002).