

LASEROWE CHŁODZENIE I PUŁAPKOWANIE ATOMÓW

Fotony charakteryzują się pędem związanym z wektorem falowym relacją

$$\vec{p} = \hbar \vec{k}$$

Gdy atomy absorbują lub emitują fotony, ma miejsce przekaz pędu, w wyniku czego atomy poddane są ciśnieniu światła. W przypadku całkowitego pochłonięcia fotonu wynosi ono

$$\vec{p} = \vec{S}/c$$

c - prędkość światła,

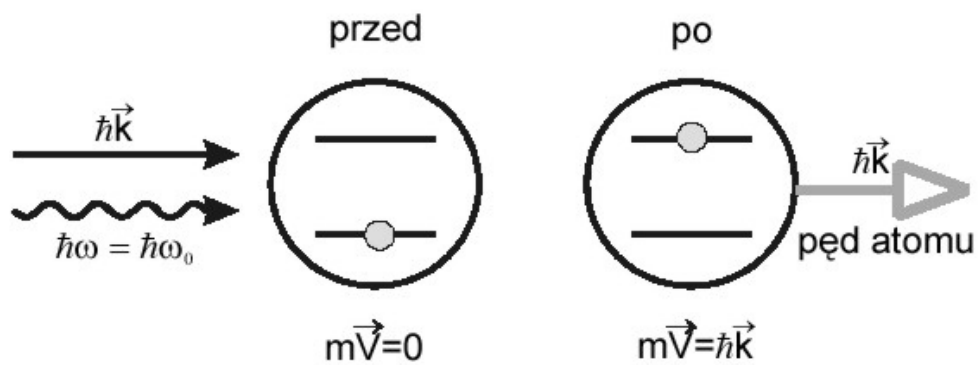
$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}$ - wektor Poyntinga wyrażający gęstość strumienia energii fali elektromagnetycznej.

W temperaturze pokojowej, podczas absorpcji (emisji) pojedynczego fotonu prędkość atomu zmienia się zaledwie o kilka centymetrów na sekundę, a więc bardzo nieznacznie w porównaniu ze średnią prędkością atomów rzędu 100~1000 m/s. Dlatego potrzebnych jest wiele takich procesów, aby efekt zmiany prędkości był zauważalny. Zastosowanie laserów o dużej mocy skoncentrowanej w wąskim spektralnie obszarze widmowym (porównywalnym z naturalną szerokością przejścia między dwoma stanami energetycznymi w atomie) pozwala wykorzystać ciśnienie promieniowania do manipulowania atomami.

Siły optyczne można dzielić na kilka sposobów, a jednym z nich jest podział na siły spontaniczne związane z ciśnieniem światła i siły wymuszone (rodzaj sił dipolowych), związane z gradientem natężenia pola świetlnego.

Spontaniczna siła optyczna

Siła spontaniczna to wynik działania omówionego powyżej ciśnienia światła. W każdym akcie absorpcji fotonu o energii $\hbar\omega$ (odpowiadającej energii wzbudzenia atomu $\hbar\omega_0$) przekazywany jest atomowi pęd $\hbar\vec{k}$, którego kierunek zgodny jest z kierunkiem padającej wiązki światła (m oznacza masę atomu, a \vec{V} jego prędkość).



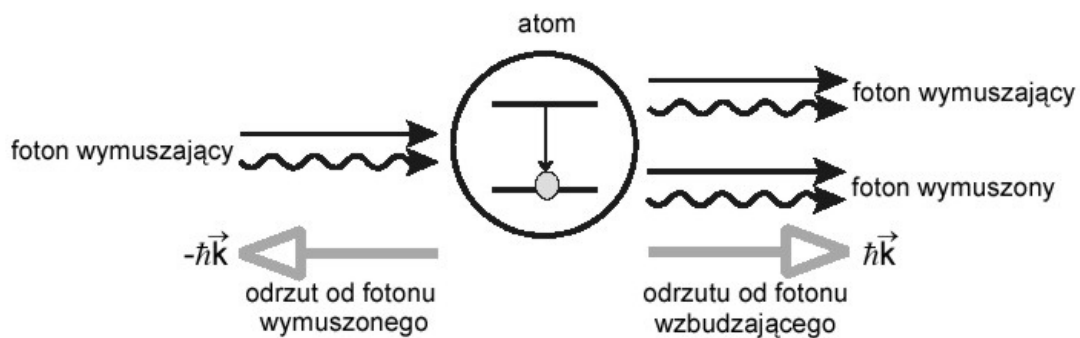
Bilans pędu i energii w procesie absorpcji fotonu.

Emisja spontaniczna wzbudzonego atomu następuje w dowolnym kierunku; po wielu takich aktach wypadkowa siła działająca na atom w wyniku przekazu pędu do fotonów emitowanych (efekt odrzutu) uśrednia się do zera. W efekcie atomy doznają siły związanej jedynie z przekazem pędu podczas absorpcji, a więc skierowanej zgodnie z kierunkiem rozchodzenia się światła laserowego. Wartość tej siły – zwanej siłą spontaniczną, zależy od częstości z jaką następują poszczególne akty emisji spontanicznej. Dla małego natężenia światła rośnie ona ze wzrostem tego natężenia, ale dla dużego pojawia się efekt nasycenia.

Spontaniczna siła optyczna, cd

Dla dużych natężeń ważną rolę w emisji fotonów zaczyna odgrywać emisja wymuszona. Nie ma ona jednak istotnego wpływu na ciśnienie światła. Dzieje się tak dlatego, ponieważ przekazy pędu podczas absorpcji i emisji wymuszonej zachodzą w przeciwnych kierunkach i dokładnie się kompensują.

Najbardziej wydajny przekaz pędu od fali świetlnej do atomu zachodzi, gdy natychmiast po każdym akcie emisji spontanicznej atom może zaabsorbować następny foton i przejąć jego pęd $\hbar\vec{k}$. Odpowiada to warunkom nasycenia, w których pochłanianie fotonów zachodzi z częstością emisji spontanicznej $\Gamma/2$. Maksymalna wartość siły spontanicznej wynosi wówczas $\hbar\vec{k}\Gamma/2$.



Bilans pędu atomu w procesie absorpcji i emisji wymuszonej.

Wymuszona siła optyczna

Siła wymuszona czyli związana z emisją wymuszoną nie występuje dla pojedynczej fali płaskiej (jak to pokazano powyżej). Aby zadziałała, atom musi się znaleźć w polu kilku różnych fal (o różnych wektorach falowych) lub w polu jednej fali o froncie falowym różnym od fali płaskiej. W najprostszym przypadku może to być fala stojąca, będąca złożeniem dwóch przeciwbieżnych fal płaskich o tych samych częstościach, a wektorach falowych $+\vec{k}$ i $-\vec{k}$. Jeśli atom zaabsorbował foton z jednej wiązki, a następnie wyemitował w wyniku wymuszenia przez drugą wiązkę, wtedy absorpcja np. z fali $+\vec{k}$ i emisja wymuszona przez falę $-\vec{k}$ zmienia pęd fotonu o $-2\hbar\vec{k}$, a atomu o $+2\hbar\vec{k}$; energia atomu pozostaje nie zmieniona.

Jeżeli atom w wyróżniony sposób pochłania fotony jednej fali, a emituje je do drugiej, to wartość siły wymuszonej może być większa niż wartość siły spontanicznej, bo wymiana fotonów następuje z częstością Rabiiego $\Omega = \vec{E} \vec{D} / \hbar$ (gdzie \vec{E} oznacza wektor natężenia pola elektrycznego, \vec{D} oznacza elektryczny moment dipolowy indukowany w atomie przez pole), a więc zależy od natężenia światła i nie jest ograniczona atomową stałą spontanicznego rozpadu Γ .

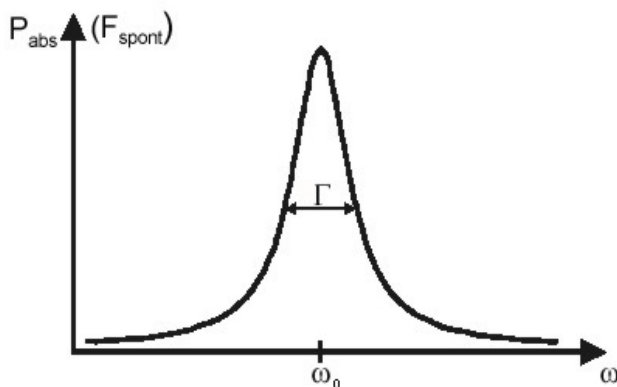
Spowalnianie atomów, melasa optyczna

Zastosowanie silnych i monochromatycznych źródeł światła - laserów - umożliwia wykorzystanie opisanych sił do manipulowania atomami. Można hamować atomy, przyspieszać je bądź zakrzywiać tory wiązek atomowych, a także formować je przestrzennie (np. ogniskować). Skolimowana wiązka atomów, oświetlona przeciwbieżną wiązką laserową o dobranej częstotliwości, zwalnia po czasie potrzebnym na zaabsorbowanie odpowiedniej liczby fotonów (musi zajść wiele, tzn. rzędu 10^4 procesów przekazu pędu). Praktyczne wykorzystanie tej metody wymaga uwzględnienia wpływu efektu Dopplera (światło dostrojone jest tylko do jednej klasy prędkości atomów). Jeżeli zmiana częstości wiązki światła spowalniającego atomy jest odpowiednio zsynchronizowana z malejącą prędkością atomów (lub modyfikacja przesunięć poziomów zeemanowskich w polu magnetycznym kompensuje odstrojenie dopplerowskie), wówczas typowe czasy hamowania potrzebne do zatrzymania przy użyciu sił spontanicznych termicznej ($T \approx 500 \text{ K}$) wiązki atomowej są rzędu milisekund, a drogi hamowania poniżej 1 m.

Wykorzystanie zależności spektralnych umożliwia przestrzenne rozdzielanie wiązek różnych izotopów. Odpowiednio manipulując przestrzennym rozkładem pól świetlnych można ochładzać izotropowy gaz atomowy.

Spowalnianie atomów, melasa optyczna, cd

Zależność wielkości spontanicznej siły optycznej działającej na spoczywający atom od częstości wiązki światła ω jest taka sama, jak zależność prawdopodobieństwa absorpcji P_{abs} fali o częstości ω przez atom charakteryzowany częstością przejścia ω_0 i szerokością naturalną Γ



$$P_{\text{abs}} \sim \frac{(\Gamma/2)^2}{(\omega - \omega_0)^2 + (\Gamma/2)^2}$$

Spektralna zależność absorpcji P_{abs} (i spontanicznej siły optycznej F_{spont}).

Gdy na poruszający się atom pada światło o określonej częstości ω , to w układzie odniesienia tego atomu światło to ma inną częstość $\omega - \vec{k} \vec{V}$, przesuniętą (w wyniku efektu Dopplera) zależnie od prędkości atomu \vec{V} . W związku z tym, gdy wiązka światła skierowana jest np. wzdłuż osi z , na taki atom działa siła wyrażona przez wzór

$$F(V_z) \sim \frac{(\Gamma/2)^2}{(\omega - k_z V_z - \omega_0)^2 + (\Gamma/2)^2}$$

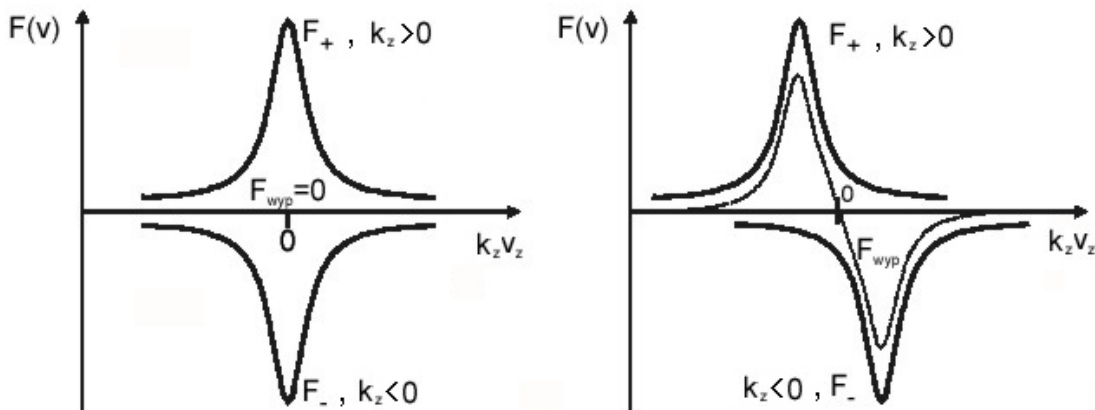
gdzie k_z i V_z to odpowiednio składowe \vec{k} i \vec{V} w kierunku osi z (bo dla \vec{k} równoległego do osi z zachodzi $\vec{k} \vec{V} = k_z V_z$).

Spowalnianie atomów, melasa optyczna, cd

W układzie dwu przeciwbieżnych wiązek laserowych o jednakowej częstotliwości i niezbyt dużym natężeniu, siła działająca na atom jest złożeniem sił pochodzących od obu biegnących fal

$$F(V_z) \sim \frac{(\Gamma/2)^2}{(\omega - k V_z - \omega_0)^2 + (\Gamma/2)^2} - \frac{(\Gamma/2)^2}{(\omega + k V_z - \omega_0)^2 + (\Gamma/2)^2}$$

gdzie $k = |\vec{k}|$. Gdy światło jest dostrojone do rezonansu $\omega = \omega_0$, działające siły znoszą się dla każdej wartości prędkości atomu

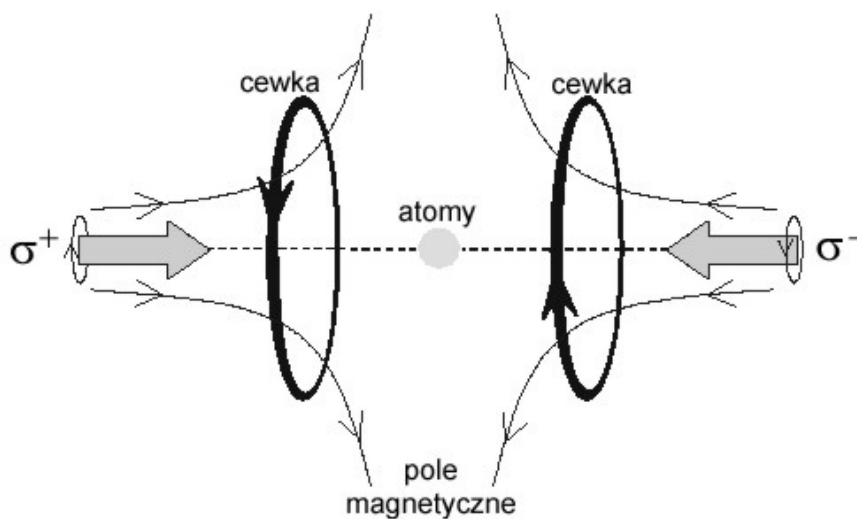


Siły działające na atom oświetlony dwoma przeciwbieżnymi wiązkami. Siła wypadkowa F_{wyp} jest równa zero w rezonansie i różna od zera przy odstrojeniu

Dla $\omega < \omega_0$ wypadkowa siła, jak widać z rysunku, ma znak zależny od znaku V_z i działa przeciwnie do kierunku prędkości atomu, powodując jego spowolnienie. W takim układzie wiązek atom zachowuje się podobnie jak w lepkiej cieczy i dlatego konfiguracja ta nazywana jest melasą optyczną. Średnia droga jaką przebywa atom, nim w sposób znaczący zmieni się jego prędkość, jest wielokrotnie mniejsza niż średnica przecięcia wiązek laserowych użytych do chłodzenia.

Pułapka magneto-optyczna

Ochłodzenie (spowolnienie) atomów nie powoduje gromadzenia ich w określonym miejscu w przestrzeni. Brakuje mechanizmu, który wyróżniałby to miejsce i powodował powstanie siły pułapkującej skierowanej do tego miejsca. Efekt taki można osiągnąć w pułapkach magneto-optycznych, które wykorzystują przestrzenną niejednorodność przesunięć zeemanowskich w niejednorodnym polu magnetycznym. Dzięki przestrzennej zależności przesunięć zeemanowskich, przeciwnie skierowane siły optyczne równoważą się tylko w centrum pułapki, gdzie pole magnetyczne jest zerowe. Jednowymiarowa pułapka magneto-optyczna (to znaczy taka, w której pułapkowanie atomów zachodzi tylko wzdłuż jednego kierunku, np. osi z) składa się z dwóch przeciwbieżnych wiązek laserowych o przeciwnych polaryzacjach kołowych i niejednorodnego pola magnetycznego

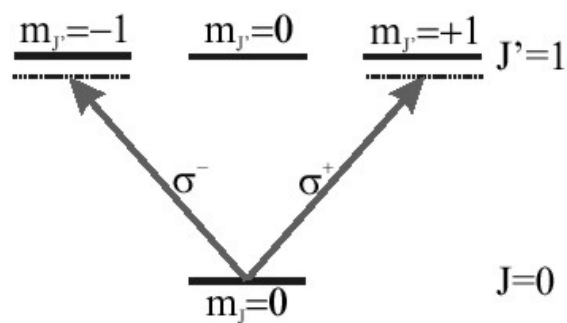


Jednowymiarowa pułapka magneto-optyczna.

Niejednorodne pole magnetyczne B o symetrii kwadrupolowej, wytwarzane jest przez parę cewek o przeciwnych kierunkach przepływu prądu. Zeruje się ono w centrum pułapki ($z = 0$) i liniowo zwiększa swe natężenie wraz z oddalaniem się od centrum, zmieniając znak przy przejściu punktu $z = 0$.

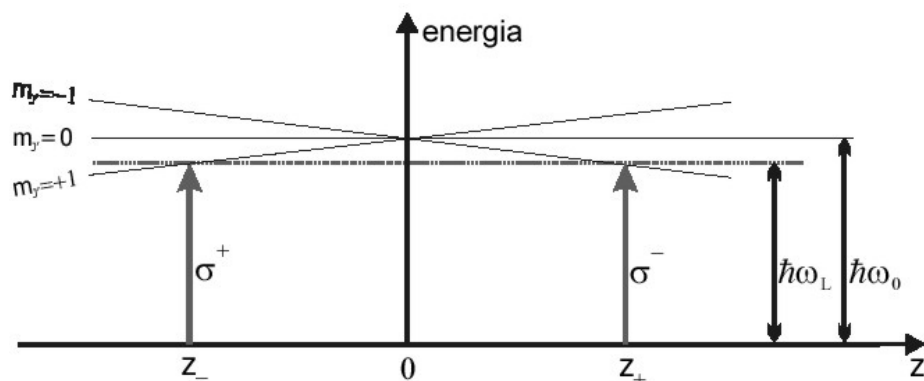
Pułapka magneto-optyczna, cd

Pole to powoduje rozszczepienie zeemanowskie podpoziomów energetycznych atomu, rosnące wraz ze zwiększaniem $|z|$. Rozpatrzmy dla prostoty przejście atomowe $J = 0 \rightarrow J' = 1$. Światło lasera dostrojone w jego pobliżu powoduje przejście do stanu wzbudzonego $m_{J'} = +1$ w przypadku polaryzacji światła typu σ^+ , a do stanu wzbudzonego $m_{J'} = -1$ dla polaryzacji σ^-



Zależne od polaryzacji światła przejścia między podpoziomami zeemanowskimi.

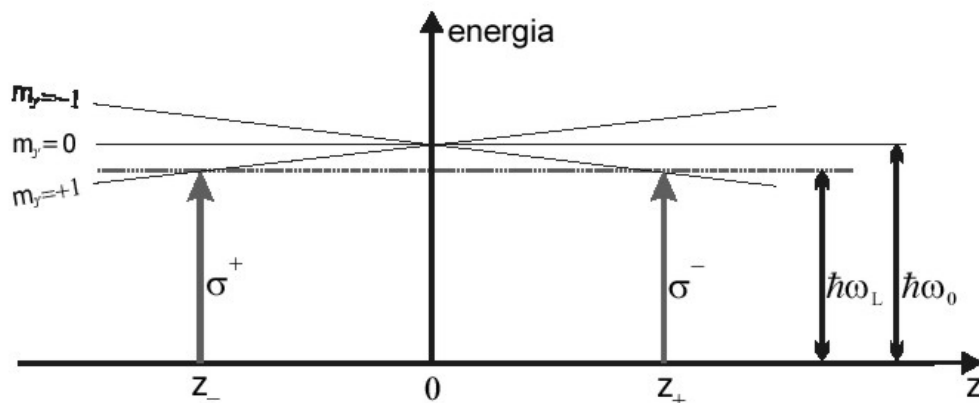
Częstość obu wiązek laserowych jest dobrana poniżej częstości przejścia atomowego w zerowym polu magnetycznym. Dla niewielkiego przesunięcia atomu do pozycji $z_+ > 0$, w której $B_z < 0$, wiązka światła o polaryzacji σ^- jest bliżej rezonansu z przejściem do stanu $m_{J'} = -1$.



Dostrojanie światła do podpoziomów zeemanowskich dla atomu w σ^+ i σ^-

Pułapka magneto-optyczna, cd

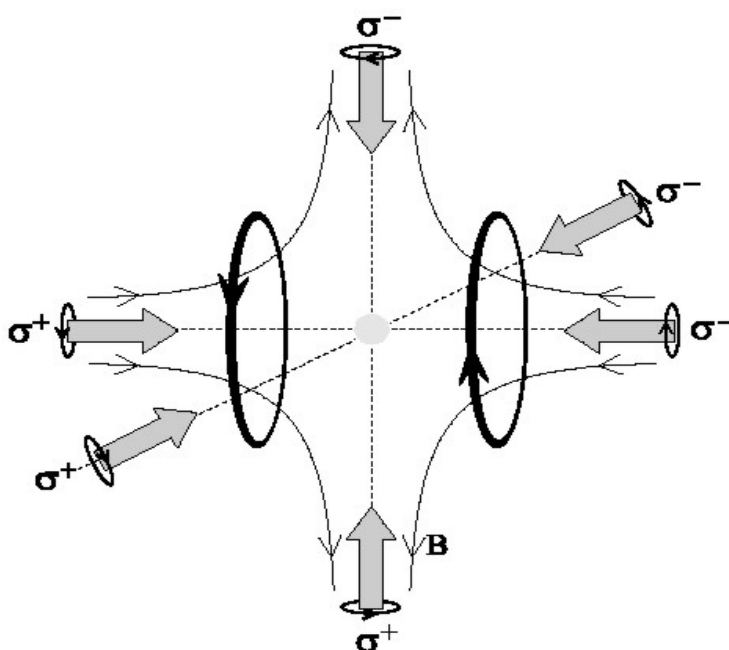
Ponieważ wiązka σ^- jest skierowana w kierunku z_- , to siła optyczna działająca na atom jest skierowana do środka pułapki. Wiązka o przeciwnej polaryzacji nie wypycha atomu na zewnątrz, gdyż w danym miejscu w pułapce podpoziom $m_{J'} = +1$ jest dalej od rezonansu i ciśnienie światła od wiązki σ^+ ma małą wartość. Gdy atom znajdzie się w $z = 0$, siły od wiązek σ^+ i σ^- równoważą się, ponieważ znika rozszczepienie zeemanowskie podpoziomów stanu wzbudzonego [$B(z = 0) = 0$] i oba stany $m_{J'} = +1$ i $m_{J'} = -1$ są jednakowo odstrojone od rezonansu. Dla położenia $z_- < 0$ analogiczny proces (wiązka σ^+ jest dostrojona bliżej przejścia do stanu $m_{J'} = +1$ w $B_z > 0$) pcha atom do środka pułapki. W wyniku tego atom nie znajdujący się w centrum pułapki doznaje siły optycznej skierowanej zawsze do jej środka, co pozwala na uwięzienie atomu przez potencjał pułapki.



Dostrojenie światła do podpoziomów zeemanowskich dla atomu w σ^+ i σ^-

Pułapka magneto-optyczna, cd

Wykorzystując opisany powyżej mechanizm pułapkowania atomów można zbudować pułapkę działającą w trzech wymiarach. Należy w tym celu do pułapki jednowymiarowej dodać dwie pary przeciwbieżnych i przeciwnie kołowo spolaryzowanych wiązek laserowych z kierunków nawzajem prostopadłych. Odpowiednie pole magnetyczne (o rozkładzie kwadrupolowym) zapewniają cewki zastosowane poprzednio w układzie liniowym.



Trójwymiarowa pułapka magneto-optyczna.

Atomy znajdujące się w takiej trójwymiarowej pułapce magneto-optycznej są schładzane, ich prędkości zmniejszają się w wyniku działania sił optycznych i przekazu energii do wypromieniowywanych fotonów. Gdy energia kinetyczna ochładzanych atomów zostanie zmniejszona poniżej głębokości jamy potencjału pułapki, możliwe jest uwięzienie atomów.

Granica chłodzenia dopplerowskiego

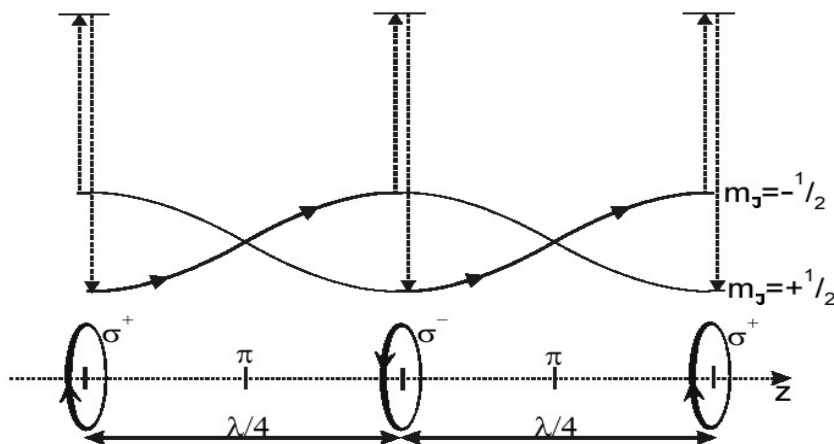
Atom ochładzany w pułapce doznaje siły od pary przeciwbieżnych wiązek światła (dla każdego z trzech wzajemnie prostopadłych kierunków ich propagacji) dostrojonych nieco poniżej częstości przejścia. W wyniku dopplerowskiego przesunięcia częstości powodującego różne odstrojenia od rezonansu, fala biegnąca przeciwnie do ruchu atomu wywiera większe ciśnienie promieniowania niż fala z nim współbieżna. Wypadkowa siła jest skierowana przeciwnie do kierunku ruchu atomu i dla małych jego prędkości może być traktowana jako tarcie, tzn. przedstawiona jako iloczyn składowej prędkości atomu i współczynnika tarcia. Granicą chłodzenia nie jest całkowite zatrzymanie atomów. Po absorpcji fotonu zawsze następuje spontaniczna i izotropowa reemisja, działająca siłą odrzutu na atom (choć uśredniająca się do zera po wielu aktach) nadając mu pęd odrzutu $\hbar \vec{k}$. Prowadzi to do rozmycia (dyfuzji) pędu atomów, charakteryzowanego przez współczynnik dyfuzji. Konkurencja pomiędzy tarciem i dyfuzją prowadzi do stanu równowagi o określonej temperaturze. Pokazano, że możliwości chłodzenia dopplerowskiego są ograniczone przez relację

$$T_{\min} = \frac{\hbar \Gamma}{2 k_B}$$

gdzie k_B oznacza stałą Boltzmann. Na przykład dla atomów rubidu tzw. minimalna temperatura dopplerowska wynosi $T_{\min} = 140 \mu\text{K}$.

Chłodzenie subdopplerowskie

Pomiary temperatury atomów alkalicznych uwięzionych w pułapkach magneto-optycznych dały wartości niższe niż przewidywana granica chłodzenia dopplerowskiego. Np. dla atomów sodu oczekiwano $240 \mu\text{K}$, a uzyskano ok. $40 \mu\text{K}$. Wytlumaczeniem takiego chłodzenia subdopplerowskiego jest teoria zaproponowana przez C. Cohena-Tannoudjiego i J. Dalibarda. Uwzględnia ona wielość stanów atomowych i dodatkowy mechanizm „chłodzenia Syzyfa” (nazywany też chłodzeniem z gradientem polaryzacji). Rzeczywiste atomy nie są „dwupoziomowe”, a zwłaszcza atomy pierwiastków alkalicznych mają wiele podpoziomów zeemanowskich w stanach podstawowych. Przedstawiona dalej, uproszczona, jednowymiarowa konfiguracja wiązek światła chłodzących atomy na przejściu $J = 1/2 \leftrightarrow J' = 3/2$, pokazuje mechanizm chłodzenia z gradientem polaryzacji. Przeciwbieżne wiązki laserowe (propagujące wzdłuż osi z), o wzajemnie prostopadłych polaryzacjach liniowych, interferują ze sobą wytwarzając falę stojącą o cyklicznie (z okresem $\lambda/2$) zmieniającej się polaryzacji: na przemian liniowej π , prawoskrętnej σ^+ , liniowej π (przekręconej o 90°) i lewoskrętnej σ^- .



Mechanizm chłodzenia subdopplerowskiego z „efektem Syzyfa”. Przestrzenna modulacja polaryzacji światła modyfikuje energię podpoziomów zeemanowskich stanu podstawowego atomu i prawdopodobieństwa pompowania optycznego między nimi.

Chłodzenie subdopplerowskie, cd

Przesunięcia świetlne podpoziomów zeemanowskich atomu ($m_J = +1/2$ i $m_J = -1/2$) zależą od lokalnych polaryzacji i natężenia pola laserowego a zatem od położenia atomu w polu fali stojącej. W wyniku przestrzennej zależności przesunięć poziomów, energia podpoziomów stanu podstawowego atomu zmienia się sinusoidalnie podczas przemieszczania się atomu wzdłuż fali świetlnej. W maksimach tej zmienności światło ma polaryzację kołową i w wyniku pompowania optycznego dochodzi do przepompowania atomu do stanu o niższej energii i wypromieniowania (proces dyssypatywny) różnicy energii. Fotony emitowane mają większą energię od absorbowanych (rozpraszanie antystokesowskie) o wartość przesunięcia świetlnego podpoziomów w atomie. Po każdym takim akcie atom nadal przemieszcza się wzdłuż fali świetlnej i przechodzi od minimum do maksimum energii dolnego stanu, stopniowo tracąc energię kinetyczną. W rezultacie atom wygląda jak mitologiczny Syzyf: jest zmuszany do wspinaczki po zboczu, zamieniając za każdym razem swoją energię kinetyczną na energię potencjalną. Do tego by mogło działać chłodzenie Syzyfa konieczne jest wstępne spowolnienie atomów, by ich przesuwanie się w zmodulowanym potencjale było dostosowane do czasu potrzebnego na zaabsorbowanie fotonu i wydajne przepompowanie do innego podpoziomu.

Granica chłodzenia w opisanym procesie jest odrzut spontanicznie emitowanych fotonów, zwiększający energię kinetyczną atomu. Najniższą temperaturą osiąganą w chłodzeniu Syzyfa jest

$$T_{\text{Syzyf}} = \frac{\hbar^2 k^2}{2 k_B m} \left(k_B T_{\text{Syzyf}} = \frac{p_{\text{fotonu}}^2}{2 m} = \frac{\hbar^2 k^2}{2 m} \right)$$

Dla atomów rubidu (izotop 85) $T_{\text{Syzyf}} = 184 \text{ nK}$.

Chłodzenie subdopplerowskie, cd

W praktyce chłodzenie subdopplerowskie osiąga się po wstępnym spowolnieniu atomów za pomocą opisanego wcześniej chłodzenia dopplerowskiego przez ciśnienie światła, po którym w celu otrzymania możliwie niskich temperatur konieczne jest zmniejszenie natężenia wiązek świetlnych użytych do chłodzenia, aby ograniczyć emisję spontaniczną.

Istnieją metody pozwalające osiągnąć temperatury znacznie niższe niż uzyskiwane za pomocą opisanego chłodzenia subdopplerowskiego. Ponieważ za skończoną temperaturę atomów w pułapce odpowiedzialna jest emisja spontaniczna, dla osiągnięcia możliwie niskich temperatur konieczne jest ograniczenie lub całkowite wyeliminowanie tej emisji. Osiąga się to przez zastosowanie tzw. stanów ciemnych, w których atomy nie pochłaniają i nie emitują światła, oraz pułapek magnetycznych, w których na atomy wywierane są siły przez pola magnetyczne, bez oddziaływania światła, a więc bez absorpcji i reemisji fotonów. Za pomocą takich metod i dodatkowych sposobów ochładzania przez odparowanie najcieplejszych atomów osiągnięto temperatury rzędu kilku nK, przy których atomy mogą przechodzić w stan kondensatu Bosego-Einsteina.