Cours 9

MANIPULATION DU MOUVEMENT D'UNE PARTICULE ATOMIQUE

Quelle particules atomiques?

Atome neutre, molécule, ion, électron.

Comment contrôler le mouvement de ces particules?

Au moyen de forces agissant sur les particules

Force de Lorentz $\vec{F} = q \left(\vec{E} + \vec{\mathbf{v}} \times \vec{B} \right)$ sur des particules chargées Gradients de champ magnétique ou électrique agissant sur des dipôles magnétiques ou électriques

Forces radiatives résultant de l'échange d'impulsion entre atomes et photons

Que veut-on réaliser en utilisant ces forces?

- 1 Confiner les particules dans une petite région de l'espace.
 Piégeage
- 2 <u>Diminuer la dispersion d'impulsion et augmenter les</u> longueurs de cohérence spatiale

Refroidissement

Cours 9 : Les méthodes de manipulation.

<u>Cours suivants</u>: Les applications et les perspectives ouvertes par ces méthodes.

Plan du cours 9

- Les forces radiatives
- Les pièges

Pièges pour particules chargées

Pièges pour atomes neutres utilisant des forces de gradient Pièges utilisant la pression de radiation

Le refroidissement laser par forces de friction

Refroidissement Doppler

Refroidissement Sisyphe

Le refroidissement par états noirs

Cas des ions. Refroidissement sur des bandes latérales.

Cas des atomes neutres. Refroidissement subrecul.

FORCES RADIATIVES

Les forces radiatives

Calcul semi classique de ces forces (voir P.I. § V.C.2)

- Atome à 2 niveaux bien localisé dans l'onde laser et initialement immobile au point *r*.

$$\xi = \hbar/\Delta p \ll \lambda_{Laser}$$
 condition remplie si $\Delta p \gg \hbar k$, c-à-d encore si $k_B T = \left(\Delta p\right)^2/2m \gg k_B T_{\rm rec} = \hbar^2 k^2/2m$

- Les variables externes évoluent lentement pendant le temps caractéristique des variables internes

$$T_{\rm ext} \simeq \hbar / E_{\rm rec} \gg \Gamma^{-1} \quad \Longleftrightarrow \quad E_{\rm rec} = \hbar^2 k^2 / 2m \ll \hbar \Gamma$$

Moyennant des approximations basées sur ces 2 conditions, on peut calculer analytiquement la vitesse de variation de l'impulsion moyenne du centre de masse de l'atome, c-à-d la force moyenne qui agit sur lui, en fonction des gradients de phase et d'amplitude du champ laser et de la solution stationnaire des équations de Bloch optiques de l'atome immobile au point *r*.

Résultats du calcul (voir P.I. § V.C.2)

La force moyenne apparaît comme la somme de 2 forces:

$$\vec{\mathcal{F}} = \vec{\mathcal{F}}_{ ext{dissip}} + \vec{\mathcal{F}}_{ ext{react}}$$

Force dissipative $\vec{\mathcal{F}}_{ ext{dissip}}$

$$\vec{\mathcal{F}}_{\mathrm{dissip}} = -\hbar\,\Omega_{\mathrm{1}}\,v_{\mathrm{st}}\,\vec{\nabla}\phi$$

 ϕ : phase de l'onde laser au point \vec{r} où se trouve l'atome Ω_1 : fréquence de Rabi au point \vec{r}

 $v_{\rm st}$: $(1/2i)(\sigma_{fe} - \sigma_{ef})_{\rm st} \propto$ composante du dipôle atomique en quadrature avec le champ laser

Si le champ laser est une onde plane $\vec{\mathcal{E}}_0 \cos\left(\omega_L t - \vec{k}.\vec{r}\right)$, on a $\phi = -\vec{k}.\vec{r}$ et donc $\vec{\nabla}\phi = -\vec{k}$. On obtient finalement:

$$\vec{\mathcal{F}}_{\text{dissip}} = \hbar \, \vec{k} \, \frac{\Gamma}{2} \frac{\Omega_1^2 / 2}{\left(\omega_L - \omega_0^2\right)^2 + \left(\Gamma^2 / 4\right) + \left(\Omega_1^2 / 2\right)}$$

 $\delta = \omega_L - \omega_0$: désaccord entre la fréquence du laser ω_L et la fréquence atomique $\omega_{\rm A}$

Force réactive $\vec{\mathcal{F}}_{\text{réact}}$

$$\vec{\mathcal{F}}_{\text{réact}} = -\hbar \ u_{\text{st}} \, \vec{\nabla} \Omega_{1}$$

 $\vec{\nabla}\Omega_1$: gradient de fréquence de Rabi, proportionnel au gradient d'amplitude du champ laser au point \vec{r} .

 $u_{\rm st}: (1/2) \left(\sigma_{fe} + \sigma_{ef}\right)_{\rm st} \propto {\rm composante\ du\ dipôle\ atomique\ en}$ phase avec le champ laser

$$\vec{\mathcal{F}}_{\text{réact}} = -\frac{\hbar \left(\omega_L - \omega_0\right)}{4} \, \frac{\vec{\nabla} \left(\Omega_1^2\right)}{\left(\omega_L - \omega_0\right)^2 + \left(\Gamma^2 / 4\right) + \left(\Omega_1^2 / 2\right)}$$

- Force n'existant que si l'onde laser est une superposition de plusieurs ondes planes (pour avoir un gradient d'amplitude ≠ 0).
- Force proportionnelle au gradient d'intensité laser.
 - attire l'atome vers les hautes intensités si $\omega_{\rm L}$ < $\omega_{\rm 0}$.
 - attire l'atome vers les basses intensités si $\omega_L > \omega_0$.
- Force variant avec le désaccord ω_L ω_0 comme une courbe de dispersion alors que la force dissipative varie comme une courbe d'absorption.

Interprétation de la force dissipative

Quand un atome dans une onde laser plane absorbe un photon, il gagne l'impulsion ħk du photon absorbé. Quand il retombe ensuite dans l'état fondamental par émission spontanée d'un photon, l'impulsion perdue est nulle en moyenne car le photon émis peut l'être dans toutes les directions avec des probabilités égales dans 2 directions opposées. L'impulsion moyenne gagnée par cycle absorption – émission spontanée est donc égale à ħk.

Impulsion moyenne gagnée par seconde = impulsion moyenne gagnée par cycle × nombre moyen de cycles par seconde = force moyenne agissant sur l'atome.

Nombre moyen de cycles par seconde = nombre moyen de photons émis par seconde = taux de fluorescence Γ à partir de e \times population stationnaire de e. On en déduit:

$$ec{\mathcal{F}}_{ ext{dissip}} = \hbar \, ec{k} \, \Gamma \, \sigma_{ee}^{st}$$

expression qui coïncide avec celle trouvée plus haut.

La valeur maximale de $\vec{\mathcal{F}}_{\text{dissip}}$ est obtenue à haute intensité ($\sigma_{ee}^{st} = 1/2$)

$$\vec{\mathcal{F}}_{\text{dissip}}^{\text{max}} = \hbar \vec{k} \Gamma / 2$$

Ordres de grandeur

Accélération (ou décélération) maximale a_{max} pouvant être communiquée à l'atome:

$$a_{\text{max}} = \mathcal{F}_{\text{dissip}}^{\text{max}} / m = (\hbar k / m)(\Gamma / 2) = v_{\text{rec}} \times (\Gamma / 2)$$

À chaque cycle, la vitesse de l'atome change d'une quantité égale à la vitesse de recul, quantité très faible, de l'ordre de 10^{-2} m/s dans le domaine optique, mais cet effet peut s'accumuler un nombre de fois $\Gamma/2$ par seconde qui peut atteindre $10^8/s$, de sorte que

$$a_{\text{max}} = v_{\text{rec}} \times (\Gamma/2) \simeq 10^{-2} \,\text{m/s} \times 10^8 \,\text{/s} = 10^6 \,\text{m/s}^2 = 10^5 \,g$$

Possibilité d'arrêter un jet atomique

Laser résonnant

Jet atomique



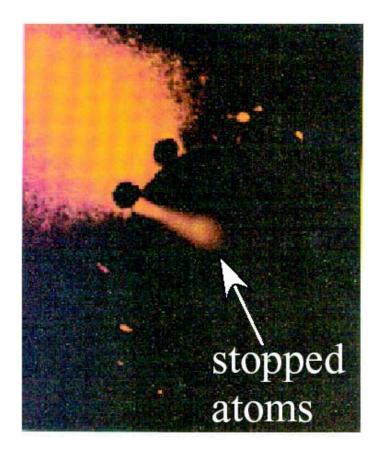
Vitesse initiale des atomes : $v_0 \simeq 10^3 \text{m/s}$

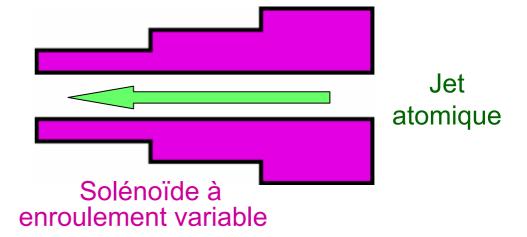
Temps d'arrêt : T = $v_0/a_{max} \simeq 10^3 \text{m/s} / 10^6 \text{m/s}^2 = 10^{-3} \text{s}$

Distance d'arrêt : L = $(v_0)^2/2a_{max} = 0.5 \text{ m}$

Ralentisseur Zeeman







Le désaccord Doppler dû à la décélération des atomes est compensé par un déplacement Zeeman dépendant de la position produit par un gradient de champ magnétique le long de la direction du laser.

Autre solution : balayage de la fréquence du laser.

J. Prodan, W. Phillips, H. Metcalf, Phys.Rev.Lett. <u>49</u>, 1149 (1982)

Interprétation de la force réactive

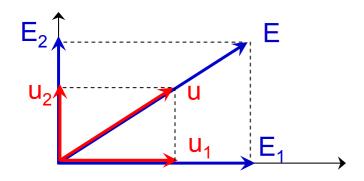
- N'implique aucun échange d'énergie avec le champ laser.
 La composante en phase du dipôle n'absorbe pas d'énergie.
- Des échanges d'impulsion peuvent néanmoins se produire. Le champ laser monochromatique peut être développé en ondes planes de même fréquence ω et de vecteurs d'onde k différents. L'atome peut absorber un photon dans l'onde plane ω, k, et le réémettre de manière stimulée dans l'onde plane ω, k_i. L'énergie du champ n'a pas changé puisque le photon absorbé est remplacé par un photon émis de manière stimulée de même énergie. Par contre, l'impulsion du champ a diminué de ħ(**k**_i - **k**_i). L'atome a donc gagné au cours de ce cycle une impulsion $\hbar(\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_i)$.

Processus de redistribution

 On peut se demander alors pourquoi la redistribution a lieu dans un sens déterminé : k_i → k_i et non k_i → k_i.

Caractère cohérent de la force réactive

Cas simple de 2 ondes planes \mathbf{k} et $-\mathbf{k}$ se propageant dans des directions opposées le long d'un axe z et de même polarisation. On se place en un point z où les champs E_1 et E_2 des 2 ondes sont en quadrature (point où le gradient d'intensité est maximal).



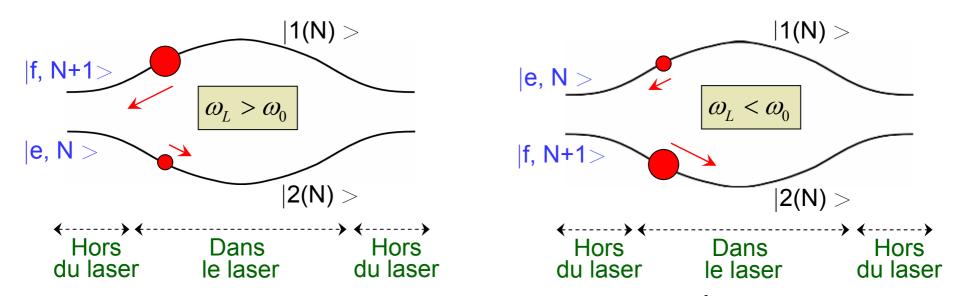
Représentation dans le plan complexe des champs E_1 , E_2 et de leur résultante E.

La composante u du dipôle en phase avec E n'absorbe pas d'énergie sur E. Soient u_1 et u_2 ses composantes en phase avec E_1 et E_2 .

 E_2 n'échange pas d'énergie avec u_2 qui est en phase avec lui. Par contre, la composante u_2 est en quadrature avance sur E_1 . Elle absorbe donc sur E_1 une énergie proportionnelle à E_1u_2 . De même, la composante u_1 , qui est en phase avec E_1 , n'échange pas d'énergie avec E_1 . Elle est par contre en quadrature retard sur E_2 et émet donc dans ce champ une énergie proportionnelle à E_2u_1 . Comme $E_1u_2=E_2u_1$, l'énergie totale ne change pas, mais le sens de la redistribution est déterminée par la phase relative de E_1 et E_2 .

Interprétation de $\vec{\mathcal{F}}_{react}$ en termes d'atome habillé

J. Dalibard, C. Cohen-Tannoudji, J.O.S.A. B2, 1707 (1985)



Les états habillés $\big|1(N)\big>$ et $\big|2(N)\big>$ résultant du couplage \hat{V}_{AL} se repoussent à l'intérieur du laser. Ils se raccordent à l'extérieur du laser aux états non perturbés $\big|f,N+1\big>$ et $\big|e,N\big>$ dont ils sont issus.

Sur chaque niveau habillé, l'atome habillé est soumis à une force de gradient qui n'a pas le même signe sur les niveaux 1(N) et 2(N). Le signe de la force moyenne est déterminé par le niveau le plus peuplé, qui se raccorde donc à l'état f,N+1 en dehors du laser.

Au cours de la cascade radiative, l'atome passe d'un niveau habillé à l'autre, ce qui explique les fluctuations de la force instantanée.

PIÉGEAGE DES PARTICULES ATOMIQUES

Piégeage des particules chargées

Un potentiel électrostatique V ne peut avoir de minimum car il obéit à l'équation de Laplace ΔV =0 en dehors des charges. Considérons par exemple le potentiel quadrupolaire:

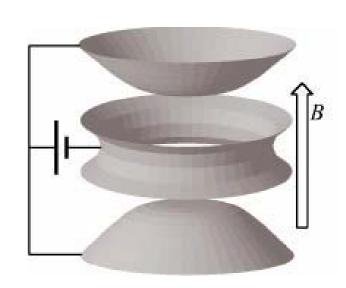
$$V_Q = C(2z^2 - x^2 - y^2)$$
 C:constante positive

Il est piégeant le long de l'axe z pour une particule de charge positive, mais expulsant dans le plan xy. Ses surfaces équipotentielles sont de nappes d'hyperboloïdes.

Piège de Penning

Le mouvement cyclotron de la charge dans un champ magnétique parallèle à l'axe z stabilise le mouvement sur xy. Solutions explicites des équations du mouvement aussi bien classiques que quantiques.

Voir par exemple le cours au Collège de France 1984-85



Piège de Paul

Une autre solution pour stabiliser le mouvement dans le plan xy, sans utiliser de champ magnétique auxiliaire, consiste à appliquer un voltage alternatif de fréquence Ω entre l'électrode anneau et les électrodes coupelles de la figure précédente.

Les atomes sont alors soumis à un champ électrique oscillant

$$\vec{E}(\vec{r},t) = \vec{\mathcal{E}}(\vec{r})\cos\Omega t$$

dont l'amplitude $\mathcal{E}(\mathbf{r})$ croit linéairement avec la distance à l'origine. Ils effectuent un mouvement de vibration à la fréquence Ω , avec une énergie cinétique dont la moyenne sur une période de vibration vaut:

$$U(\vec{r}) = \frac{q^2 \vec{\mathcal{E}}^2(\vec{r})}{4 m \Omega^2}$$

croissant quadratiquement avec la distance à l'origine.

Cette énergie $U(\mathbf{r})$ joue le rôle d'un potentiel harmonique de piégeage pour la particule qui effectue ainsi, en plus du « micromouvement » à la fréquence Ω , un mouvement plus lent dans le potentiel $U(\mathbf{r})$.

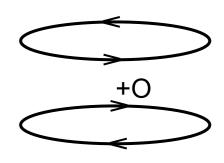
Pour un étude plus précise, voir le cours au Collège de France 1985-86

Pièges magnétiques pour atomes neutres

Utilisent l'énergie d'interaction $W(\vec{r}) = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}(\vec{r})$ entre le moment magnétique d'un atome et un champ magnétique statique inhomogène $\vec{B}(\vec{r})$, donnant naissance à une force $\vec{F}(\vec{r}) = -\vec{\nabla}W(\vec{r})$. On suppose que les variations de direction du champ « vu » par l'atome en mouvement sont suffisamment lentes devant la fréquence de Larmor pour que la projection de $\vec{\mu}$ sur $\vec{B}(\vec{r})$ reste constante. Les équations de Maxwell impliquent que le module d'un champ magnétique statique ne peut être maximum en un point de l'espace. Par contre, il peut avoir un minimum. Les piéges magnétiques ne peuvent donc piéger que des atomes ayant leur moment magnétique antiparallèle à **B** au voisinage d'un minimum de |**B**|.

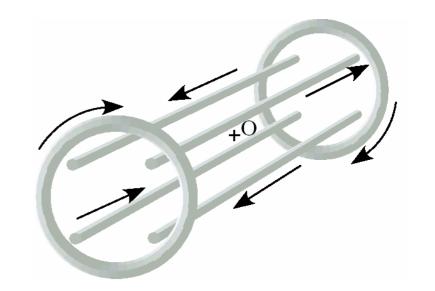
Pièges quadrupolaires

2 bobines parcourues par des courants de sens opposés. Le champ est nul et a donc un module minimum au centre de symétrie O. Inconvénient; l'approximation adiabatique n'est pas valable pour un atome passant près de O.



Pièges de loffé-Pritchard

4 conducteurs linéaires parcourus par des courants de sens opposés comme indiqué sur la figure créent un champ quadrupolaire dans le plan perpendiculaire aux fils, qui attire les atomes vers l'axe de symétrie.



2 bobines circulaires parcourues par des courants de même sens et écartées d'une distance supérieure à celle correspondant à la position de Helmholtz créent un champ ayant un minimum au point O, qui confine le mouvement des atomes le long de la direction des fils.

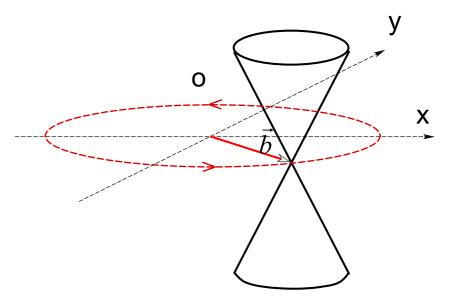
L'avantage d'une telle configuration est que le champ n'est jamais nul ce qui permet aux spins en mouvement de suivre adiabatiquement les variations de direction du champ.

D'autres configurations de bobines peuvent créer des champs ayant les mêmes propriétés que celles décrites ici.

Pour plus de détails, voir le cours au Collège de France 1996-97

Piège TOP (« Time Orbiting Potential »)

L'idée est d'éliminer le zéro de champ au centre du piège quadrupolaire qui est une cause de pertes d'atomes. On déplace pour cela le centre du piège quadrupolaire dans le plan xy (perpendiculaire à l'axe de symétrie du piège) en ajoutant un champ magnétique b dans le plan xy et en faisant tourner ce champ à une fréquence Ω suffisamment rapide.



Le potentiel effectif moyenné sur une période $2\pi/\Omega$ n'a plus de zéro.

W. Petrich, M. Anderson, J. Enscher, E. Cornell, Phys. Rev. Lett. 75, 3352 (1995)

C'est dans un piège TOP qu'a été réalisée la première observation de la condensation de Bose-Einstein sur un gaz de Rb⁸⁷ en 1995.

Remarque – Une autre méthode qui a été utilisée pour éliminer la perte d'atomes au zéro d'un piège quadrupolaire consiste à les empêcher d'arriver en ce point avec un potentiel répulsif produit par un faisceau laser désaccordé vers le bleu (équipe de W. Ketterle à MIT).

Pièges électriques pour atomes neutres

Utilisent l'énergie d'interaction $W(\vec{r}) = -\vec{D}.\vec{E}(\vec{r})$ entre le dipôle électrique \vec{D} du système et un champ électrique inhomogène $\vec{E}(\vec{r})$.

Molécules avec un moment dipolaire électrique permanent

Molécules hétéro polaires (CO, NH₃, H₂O)

Forces analogues aux forces magnétiques responsables de l'effet Stern-Gerlach, et largement utilisées dans les expériences de jets moléculaires pour préparer des états bien définis. Une application récente: décélération d'un jet de molécules. (groupe de G. Meijer en Hollande : P.R. <u>A65</u>, 053416, 2002, P.R.L. <u>88</u>, 13303, 2002).

Atomes

N'ont pas de moment dipolaire électrique permanent. Il faut alors considérer le moment induit et la polarisabilité dynamique $\chi(\omega)$ à la fréquence du champ électrique.

Au voisinage d'une résonance, ces forces associées au dipôle induit ne sont autres que les forces radiatives étudiées plus haut.

Pièges utilisant les forces radiatives

Pièges utilisant les forces réactives (ou dipolaires)

Les forces réactives dérivent d'un potentiel

$$\vec{\mathcal{F}}_{\text{react}} = -\vec{\nabla}U \qquad \qquad U = \frac{\hbar(\omega_L - \omega_0)}{2} \text{Log} \left| 1 + \frac{\Omega_1^2 / 2}{\left(\omega_L - \omega_0\right)^2 + \left(\Gamma^2 / 4\right)} \right|$$

Pour un désaccord rouge ($\omega_L < \omega_0$), U est un puits de potentiel dans lequel peuvent être piégés des atomes. Pour éviter les processus d'émission spontanée, qui diminuent la cohérence spatiale des atomes, on se place loin de résonance:

$$|\omega_L - \omega_0| \gg \Omega_1, \Gamma \implies U = \Omega_1^2 / 4(\omega_L - \omega_0)$$

La fréquence U/ħ associée à U est alors très grande devant le taux d'émission spontanée Γ'

$$|U/\hbar| \ll \Gamma' = \Gamma \Omega_1^2 / 4(\omega_L - \omega_0)^2$$

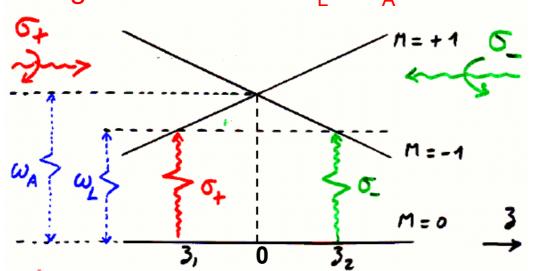
Les divers dispositifs de piégeage utilisant les forces réactives ont été décrits au cours 4 et interprétés en termes de déplacements lumineux inhomogènes spatialement.

Pièges utilisant les forces dissipatives

Transition atomique $J_f=0 \leftrightarrow J_e=1$

Gradient de champ magnétique le long de l'axe z donnant naissance à des variations linéaires des énergies des sous niveaux M=±1

2 faisceaux laser σ_+ et σ_- se propageant dans des directions opposées le long de l'axe z avec $\omega_{\rm l}$ < $\omega_{\rm A}$



J. Dalibard, 1986

Le laser σ_+ est résonnant en $z=z_1$ Le laser σ_- est résonnant en $z=z_2$ Déséquilibre dépendant de la position entre 2 forces de pression de radiation opposées \to force de rappel vers 0.

Piége magnéto-optique (MOT)

Avantages du MOT

Fonctionne également à 3 dimensions

E. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, D. Pritchard Phys. Rev. Lett. <u>59</u>, 2631 (1987)

Fonctionne pour des atomes en cellule

C. Monroe, W. Swann, H. Robinson, C. Wieman Phys. Rev. Lett. <u>65</u>, 1571 (1990)

Fonctionne pour des transitions atomiques plus compliquées, avec des structures hyperfines (alcalins)

Volumes de piégeage plus grands que ceux des pièges laser

Combinent piégeage et refroidissement Doppler

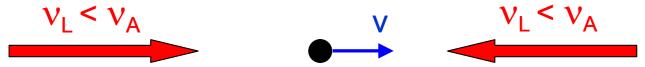
Un outil de base pour la physique des atomes froids

LE REFROIDISSEMENT LASER

Refroidissement laser Doppler

Hänsch, Schawlow, Wineland, Dehmelt (1975)

2 ondes laser se propageant dans des directions opposées, de même intensité faible, de même fréquence ν_L inférieure à la fréquence atomique ν_A



Atome au repos (v=0)

Les 2 forces de pression de radiation se compensent

Atome en mouvement de vitesse v

A cause de l'effet Doppler, l'onde laser se propageant en sens opposé de v se rapproche de résonance et exerce une force plus grande que l'onde se propageant dans le même sens, qui s'éloigne de résonance

Force de friction globale non nulle $F = -\alpha v$ avec $\alpha > 0$ « Mélasse optique »

S. Chu, L. Hollberg, j. Bjorkholm, A. Cable, A. Ashkin, P.R.L. <u>55</u>, 48 (1985)

Atome dans une onde laser stationnaire

A. Kazantsev, J. Gordon, A. Ashkin

Le calcul semi classique de la force moyenne subie par l'atome montre que les effets des 2 ondes se propageant dans des sens opposés ne peuvent être ajoutés indépendamment qu'à basse intensité. En fait, c'est la moyenne spatiale de la force sur une longueur d'onde $2\pi/k$ qui apparaît dans ce cas comme la somme de 2 forces de pression de radiation opposées.

À forte intensité, des effets d'interférence apparaissent entre les 2 ondes et on trouve que, pour un désaccord rouge ($\omega_L < \omega_0$), la force au voisinage de v=0 devient une force «d'antifriction»:

Forte intensité, $\omega_L < \omega_0 \implies \vec{\mathcal{F}} = \alpha \vec{v}$ avec $\alpha > 0$ Par contre, pour un désaccord bleu $(\omega_L > \omega_0)$, on retrouve une force de friction.

Interprétation simple en termes d'atome habillé

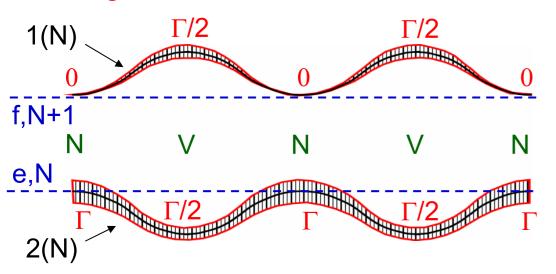
Niveaux habillés d'un atome à 2 niveaux dans une onde stationnaire intense avec $\omega_L > \omega_A$

- Niveaux non perturbés f,N+1 et e,N avec f,N+1 au dessus de e,N car ω_L > ω_A.
- Fréquence de Rabi : Ω_1 sinkz. Nœuds N en z=0, $\lambda/2$, λ , ... Ventres V en z= $\lambda/4$, $3\lambda/4$, ...
- Écart entre les niveaux habillés 1(N) et 2(N)

$$\hbar\Omega(z) = \hbar \left[\left(\omega_L - \omega_0 \right)^2 + \Omega_1^2 \sin^2 k z \right]^{1/2}$$

Maximum aux ventres V, minimum aux noeuds N.

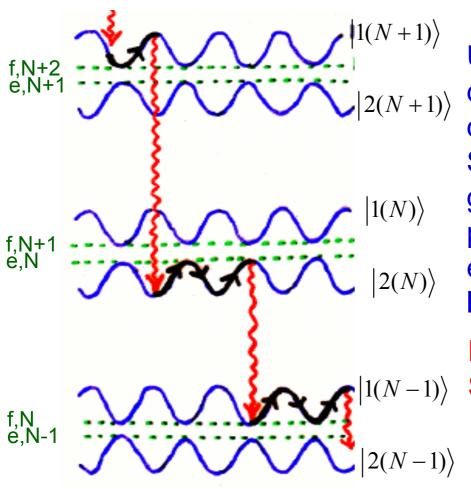
- Largeur radiative des niveaux habillés 1(N) et 2(N)



- À un noeud $1(N)=f,N+1 \quad 2(N)=e,N$ $\Gamma_1=0,\ \Gamma_2=\Gamma$
- À un ventre, si $\Omega_1 \gg \Gamma$, $\omega_L \omega_0$, 1(N) et 2(N) sont également contaminés par l'état e,N $\Gamma_1 \simeq \Gamma_2 \simeq \Gamma/2$

Effet Sisyphe haute intensité

Quel que soit le niveau habillé dans lequel il se trouve, l'atome a une probabilité de quitter ce niveau par émission spontanée qui est maximale au sommet d'une colline de potentiel.



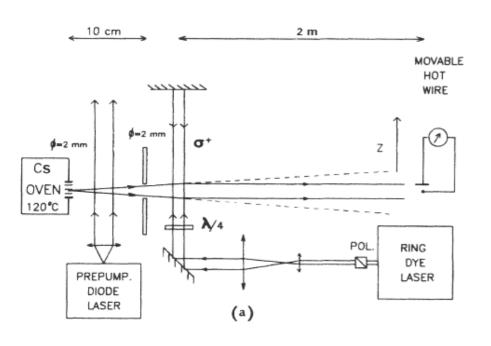
Un atome en mouvement gravit donc en moyenne plus de collines de potentiel qu'il n'en descend. Son énergie cinétique diminue et le gain d'énergie potentielle est dissipé par les photons émis qui ont une énergie plus grande que les photons laser qui disparaissent.

Réalisation atomique du mythe de Sisyphe.

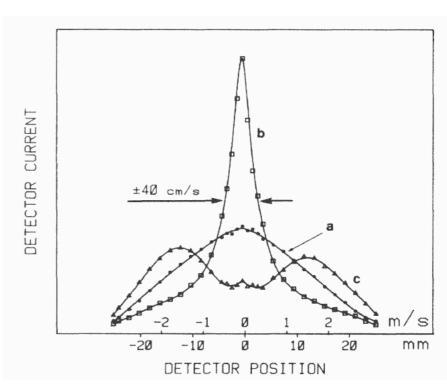
J. Dalibard, C. Cohen-Tannoudji, J.O.S.A. B2, 1707 (1985)

Observation expérimentale

A. Aspect, J. Dalibard, A. Heidmann, C. Salomon, C. Cohen-Tannoudji, Phys. Rev. Lett. <u>57</u>, 1688 (1986)



Montage expérimental



- Pas de laser
- \square Avec laser $(\omega_{L} \omega_{0})/2\pi = +30 MHz$
- \triangle Avec laser $(\omega_L \omega_0)/2\pi = -30 \, MHz$

Limite Doppler

La force de friction du refroidissement Doppler est accompagnée d'une diffusion d'impulsion due aux photons de fluorescence qui sont émis dans des directions aléatoires et à des instants aléatoires. Chaque processus d'émission communique à l'atome une impulsion de recul aléatoire ħ**k**, de sorte que le mouvement de l'atome dans l'espace des impulsions est une marche au hasard.

Comme dans la théorie du mouvement Brownien, on peut montrer que la compétition entre le refroidissement laser caractérisé par le coefficient de friction α , et la diffusion d'impulsion caractérisée par un coefficient de diffusion D, fait tendre vers une température d'équilibre proportionnelle à D/α .

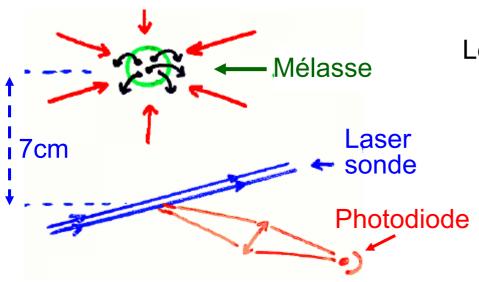
Le résultat de cette analyse est que la température atteinte est supérieure ou égale à une limite T_D , appelée limite Doppler, atteinte quand $\omega_1 - \omega_0 = -\Gamma/2$ et donnée par:

$$k_{\rm \scriptscriptstyle B}T_{\rm \scriptscriptstyle D}=\hbar\Gamma/2$$

$$T_{\rm \scriptscriptstyle D}=240\,\mu\rm K\ \ pour\ \ Na, \qquad 125\,\mu\rm K\ \ \ pour\ \ Cs$$
 (Voir cours au Collège de France 1983-84)

Mesure de la température

Méthode de temps de vol



Le signal de temps de vol dépend de

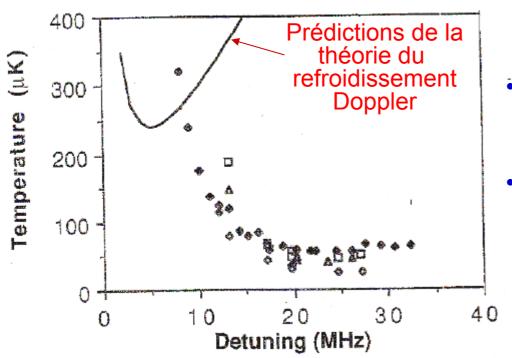
- l'accélération due à la gravité.
- la distribution initiale de position déduite d'une photo de la mélasse.
- la distribution initiale de vitesses, déterminée par la température à mesurer.

Résultats expérimentaux

Ils sont en désaccord avec les prédictions de la théorie du refroidissement laser. Les températures mesurées sont environ 100 fois plus basses que les températures les plus basses prédites par une telle théorie.

P. Lett, R. Watt, C. Westbrook, W. Phillips, P. Gould, H. Metcalf Phys. Rev. Lett. <u>61</u>, 169 (1988)

Exemple de résultats expérimentaux



- Les températures mesurées sont beaucoup plus basses que prévu.
- La température décroît quand le désaccord croit et ne passe pas par un minimum

Explication de ce refroidissement « sub-Doppler »

- J. Dalibard, C. Cohen-Tannoudji, J.O.S.A. <u>B6</u>, 2023 (1989)
 Effet Sisyphe basse intensité
- P. Ungaar, D. Weiss, E. Riis, S. Chu, J.O.S.A. <u>B6</u>, 2058 (1989)

Refroidissement Sisyphe basse intensité

Plusieurs sous-niveaux fondamentaux



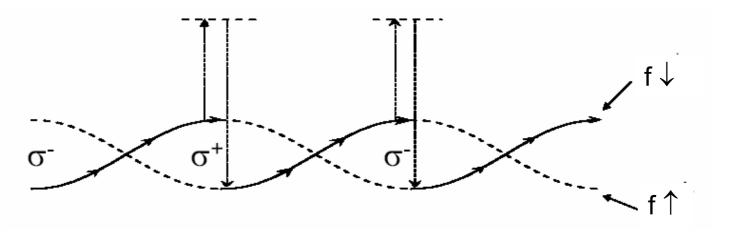
Spin vers le haut



Spin vers le bas

Dans une onde laser stationnaire, l'intensité et la polarisation de la lumière sont modulées spatialement

- Les déplacements lumineux de f↑ et f↓ sont eux aussi modulés
- Les taux de pompage optique $f^{\uparrow} = f^{\downarrow}$ sont eux aussi modulés



L'atome en mouvement gravit toujours des collines (comme Sisyphe)!

Mécanisme de refroidissement très efficace conduisant au μK

Température d'équilibre T_S du refroidissement Sisyphe

Après chaque cycle Sisyphe, l'énergie totale de l'atome diminue d'une quantité de l'ordre de la profondeur U_0 des puits de potentiel, c'est-à-dire de l'ordre du déplacement lumineux. Les cycles se répètent jusqu'à ce que l'énergie totale soit de l'ordre de U_0 , auquel cas l'énergie de l'atome n'est plus suffisante pour lui permettre de gravir les collines de potentiel. Il reste alors piégé au fonds des puits avec une température T_S telle que:

$$k_B T_S = U_0$$

Pour un désaccord ω_L - ω_0 assez grand, nous avons vu dans le cours 3 que les déplacements lumineux sont proportionnels au carré de la fréquence de Rabi Ω_1 et inversement proportionnels au désaccord. On a donc:

$$T_S \propto \Omega_1^2/|\omega_L - \omega_0|$$

Confirmation expérimentale de cette prédiction:

C. Salomon, J. Dalibard, W. Phillips, A. Clairon, S. Guelatti Europhys. Lett. <u>12</u>, 683 (1990)

Limites du refroidissement Sisyphe

À basse intensité, le déplacement lumineux est beaucoup plus petit que $\hbar\Gamma$. C'est la raison pour laquelle les températures Sisyphe sont beaucoup plus basses que les températures Doppler.

On ne peut cependant réduire indéfiniment l'intensité lumineuse. La diminution d'énergie par cycle due à l'effet Sisyphe doit en effet rester supérieure au gain d'énergie cinétique du au recul communiqué à l'atome par le photon émis spontanément, gain de l'ordre de l'énergie de recul:

$$E_{\rm rec} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} = k_B T_{\rm rec}$$

Les températures pouvant être obtenues par le refroidissement Sisyphe restent donc toujours supérieures à quelques E_{rec}/k_B .

Pour les conditions optimales du refroidissement Sisyphe, les atomes sont si froids qu'ils sont piégés dans les niveaux de vibration les plus bas des puits de potentiel, plus précisément dans les bandes d'énergie les plus basses du potentiel lumineux périodique.

Y. Castin, J. Dalibard, Europhys. Lett. <u>14</u>, 761 (1991)

Refroidissement subrecul

Dans les schémas usuels de refroidissement laser, basés sur une force de friction, les cycles de fluorescence ne s'arrêtent jamais. Il est dans ce cas impossible d'éviter le recul aléatoire communiqué à l'atome par les photons émis spontanément et de réduire la dispersion d'impulsion Δp des atomes à une valeur inférieure à l'impulsion $\hbar k$ des photons émis.

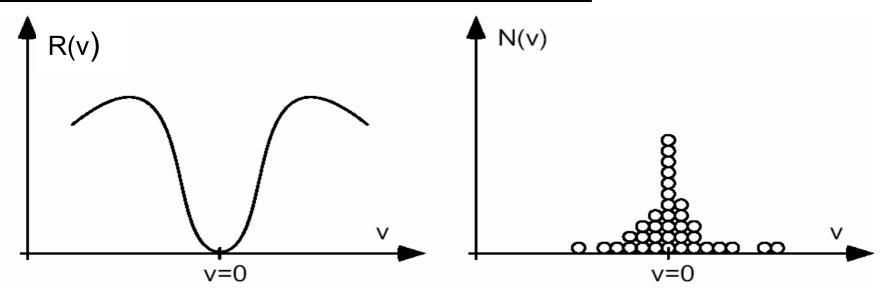
La condition $\Delta p = \hbar k$ définit la limite de recul, la température effective de recul T_{rec} étant égale, par définition à:

$$k_B T_{\rm rec} / 2 = E_{\rm rec} = \hbar^2 k^2 / 2m$$

 T_{rec} varie de quelques centaines de nK pour les alcalin à quelques μ K pour l'hélium métastable excité sur la transition $2^3S_1-2^3P$.

Il est possible en fait de refroidir des atomes au dessous de T_{rec} en utilisant, non plus uniquement une force de friction, mais un piège dans l'espace des vitesses centré autour de v=0, dans lequel les atomes viennent s'accumuler au cours de leur marche au hasard. Une fois tombés dans ce piège, les atomes ne peuvent plus effectuer des cycles de fluorescence et subir des reculs aléatoires.

Principe du refroidissement subrecul



- On réalise une situation où le taux de fluorescence R dépend de la vitesse et s'annule en v=0. Les atomes de vitesse nulle (ou très proche de 0) n'absorbent plus de photons et sont protégés des « mauvais effets » de la lumière (reculs aléatoires).
- Les atomes de vitesse non nulle effectuent des cycles de fluorescence. Le changement de vitesse associé aux reculs aléatoires qu'ils subissent peut les faire tomber dans la région très proche de v=0 dans laquelle ils demeurent piégés et s'accumulent.
- Plus long est le temps d'interaction ⊕, plus étroit l'intervalle ∆v dans lequel les atomes peuvent rester piégés pendant ce temps.

Comment réaliser un taux de fluorescence R(v) s'annulant en v=0?

2 méthodes ont été proposées et démontrées

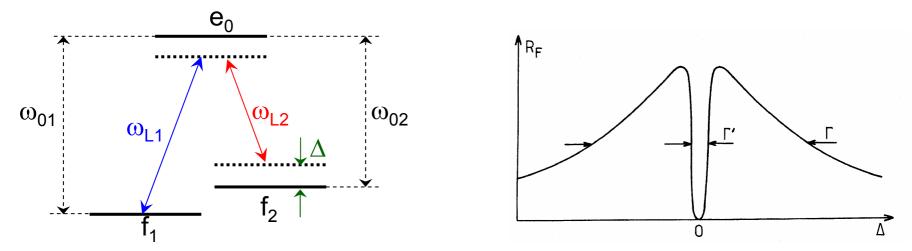
Résonances noires sélectives en vitesse
 « Velocity Selective Coherent Population Trapping » (VSCPT)

```
A. Aspect, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, E. Arimondo, C. Cohen-Tannoudji
Phys. Rev. Lett. <u>61</u>, 826 (1988)
J.O.S.A. <u>B6</u>, 2112 (1989)
```

- Séquences alternées de transitions Raman stimulées sélectives en vitesse et de pompage optique

M. Kasevich, S. Chu, Phys. Rev. Lett. <u>69</u>, 1741 (1992)

Résonances noires sélectives en vitesse

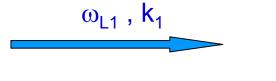


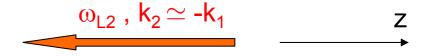
Les résonances noires (étudiées au cours 7) donnent des variations du taux de fluorescence R_F analogues à celles recherchées ici, à part que ces variations apparaissent en fonction du désaccord Δ à la résonance Raman et non en fonction de la vitesse v de l'atome.

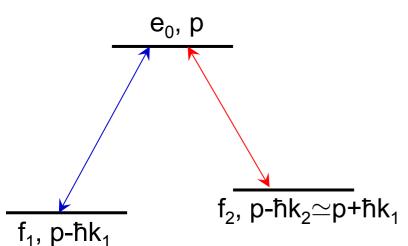
L'idée consiste à utiliser l'effet Doppler pour rendre Δ proportionnel à v. Par exemple, si les 2 faisceaux laser ω_{L1} et ω_{L2} se propagent en sens opposés, les effets Doppler pour ces 2 ondes sont opposés. Si ω_{L1} - ω_{L2} est réglé pour être égal à ω_{01} - ω_{02} pour v=0, alors pour v≠0

$$\omega_{L1} + k_1 \mathbf{V} - (\omega_{L2} + k_2 \mathbf{V}) = \underbrace{\omega_{L1} - \omega_{L2}}_{=\omega_{01} - \omega_{02}} + (k_1 - k_2) \mathbf{V} \implies \Delta = (k_1 - k_2) \mathbf{V}$$

Caractère intriqué de l'état noir







Pour interférer destructivement, les 2 amplitudes d'absorption à partir de l'état noir doivent aboutir au même état excité e_0 ,p (atome dans e_0 avec une impulsion p le long de l'axe z).

La conservation de l'impulsion entraîne alors que les 2 amplitudes d'absorption doivent partir de f_1 , p- $\hbar k_1$ et f_2 , p- $\hbar k_2$.

Si la condition de résonance Raman est remplie pour p=0, et si Ω_1 et Ω_2 sont les fréquences de Rabi des 2 transitions, l'état noir s'écrit:

$$\begin{split} \left| \psi_{NC} \left(p = 0 \right) \right\rangle &= \left(\Omega_2 \, / \, \Omega \right) \middle| \, f_1, -\hbar \, k_1 \right\rangle - \left(\Omega_1 \, / \, \Omega \right) \middle| \, f_2, -\hbar \, k_2 \right\rangle \\ &\simeq \left(\Omega_2 \, / \, \Omega \right) \middle| \, f_1, -\hbar \, k_1 \right\rangle - \left(\Omega_1 \, / \, \Omega \right) \middle| \, f_2, +\hbar \, k_1 \right\rangle \qquad \text{avec } \Omega = \sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_2^2} \end{split}$$

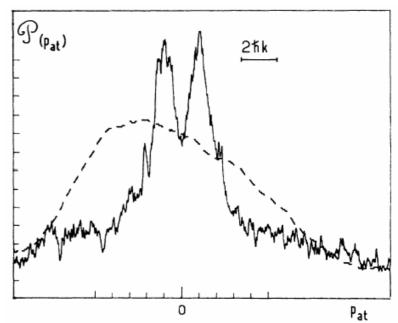
L'état noir est donc une superposition de 2 états différant non seulement par l'état interne, mais aussi par l'état externe. C'est un état intriqué.

Distribution d'impulsion

Dans l'état noir, la distribution d'impulsion est formée de 2 pics infiniment étroits centrés en $+\hbar k_1$ et $-\hbar k_1$. Les états non couplés $\psi_{NC}(p)$ avec $p\neq 0$, pour lesquels la condition de résonance Raman n'est pas remplie, sont peuplés tant que p reste dans un intervalle autour de p=0 dont la largeur Δp est d'autant plus petite que le temps d'interaction Θ est plus long.

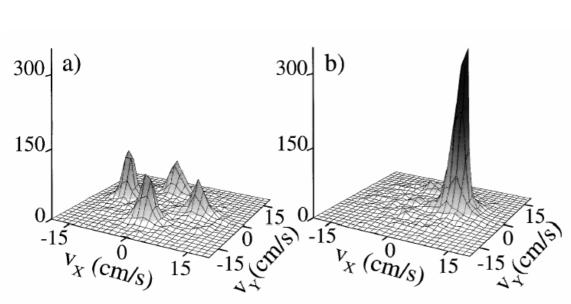
La distribution d'impulsion est donc formée de 2 pics centrés autour de $+\hbar k_1$ et $-\hbar k_1$, dont la largeur Δp tend vers 0 quand Θ augmente. Pour Θ suffisamment grand, $\Delta p < \hbar k$ et le refroidissement est subrecul.

Premier signal de refroidissement subrecul obtenu en 1988 sur des atomes d'hélium métastable. (voir référence p. 9 - 38)



Généralisation à plusieurs dimensions

Pour une transition $J_f=1 \rightarrow J_e=1$ (cas des expériences sur He*), il existe un état noir quelle que soit la dimension du refroidissement, l'onde de Broglie correspondante étant isomorphe au champ laser. M. Ol'shanii, V. Minogin, Optics Comm. 89, 393 (1992)



Exemple de refroidissement à 2 dimensions obtenu avec 4 faisceaux laser dans un plan horizontal. L'état noir est donc une superposition linéaire de 4 ondes planes et la distribution d'impulsion formée de 4 pics. Le débranchement adiabatique de 3 des 4 ondes laser conduit par isomorphisme à un seul pic d'atomes froids.

J.Lawall, F. Bardou, B.Saubamea, K. Shimizu, M.Leduc, A. Aspect, C.Cohen-Tannoudji, Phys.Rev.Lett. <u>73</u>, 1915 (1994)

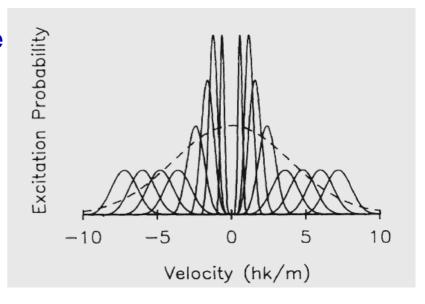
Manipulation cohérente de paquets d'ondes atomiques dans le domaine du nK.

Refroidissement Raman subrecul

Des transitions Raman stimulées sélectives en vitesse font passer des atomes de vitesse v>0, dans le niveau hyperfin inférieur F_1 d'un alcalin, vers le niveau hyperfin supérieur F_2 en changeant leur vitesse de -2ħk. Par pompage optique, on ramène les atomes de F_2 à F_1 en leur communiquant un recul aléatoire (dû au photon émis spontanément) variant entre +ħk et – ħk. Les atomes se retrouvent donc dans F_1 avec une vitesse comprise entre v-3ħk et v-ħk. On recommence un tel cycle avec des atomes de vitesse v<0 en changeant cette fois leur vitesse de +2ħk. Et ainsi de suite, on comprime la distribution de vitesses vers v=0.

On n'excite pas cependant les atomes de vitesse comprise dans un petit intervalle δv de l'ordre de $\hbar k$ autour de v=0, qui joue ainsi le rôle d'un piège dans lequel les atomes des autres classes de vitesses excitées peuvent tomber après le recul aléatoire subi lors du pompage optique On reconstitue ainsi la forme adéquate

de $R_F(v)$. (Voir référence p. 9 - 38)



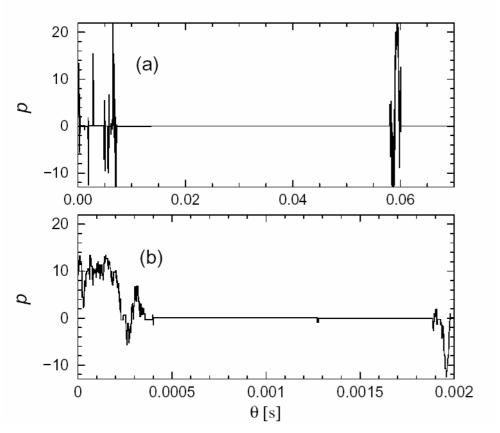
Refroidissement subrecul et statistiques de Lévy

La distribution des temps τ_i passés par un atome dans un petit intervalle δv autour de v=0 est une distribution large avec des ailes décroissant en loi de puissance. Cette distribution est si large que la valeur moyenne et/ou la variance de τ_i divergent. Il n'est plus possible alors d'utiliser le théorème de la limite centrale pour calculer la distribution du temps total Σ_i τ_i passé par l'atome dans le petit intervalle δv . Les <u>statistique de Lévy</u> se révèlent être le cadre théorique approprié pour analyser un tel problème.

Exemple de problème physique à la frontière de 2 domaines de recherche, le refroidissement laser et les marches au hasard dominées par des évènements rares, qui a permis des échanges conceptuels fructueux et une meilleure compréhension des phénomènes physiques.

Pour plus de détails, voir le cours au Collège de France 1995-96 et l'ouvrage « Laser cooling and Lévy statistics – How rare events bring atoms to rest » F. Bardou, J-P. Bouchaud, A. Aspect, C. Cohen-Tannoudji, Cambridge 2002.

Simulation Monte-Carlo du refroidissement VSCPT-1D



Utilisation de le fonction délai avec changement aléatoire de v après chaque saut

F. Bardou, J-P. Bouchaud,

O. Emile, A.Aspect,

C. Cohen-Tannoudji,

Phys.Rev.Lett. 72, 203 (1994)

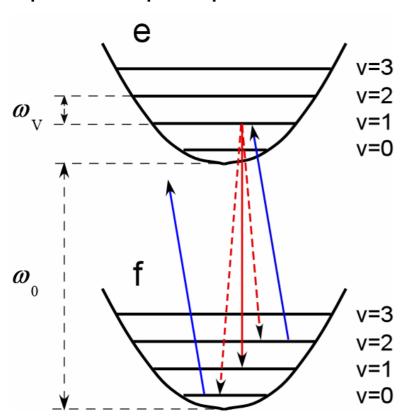
Marche au hasard « anormale » le long de l'axe des temps dominée par des évènements rares. Même comportement à toutes les échelles.

Une marche au hasard classique fictive peut être associée rigoureusement à un processus quantique.

Refroidissement des ions par excitation de bandes latérales résolues

« Resolved sideband laser cooling » D. Wineland, W. Itano, Phys. Rev. A20, 1521 (1979)

Analogue au refroidissement par états noirs des atomes neutres. On place l'ion dans un niveau vibrationnel (le plus bas) à partir duquel il ne peut plus absorber de photon.

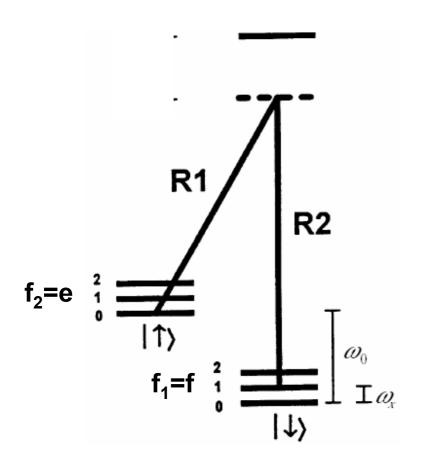


- Excitation de transitions f,v \rightarrow e,v-1 à ω_0 - ω_v (Δv =-1) Raies bien résolues si $\Gamma_e \ll \omega_v$
- Retombées les plus probables par émission spontanée à la limite Lamb - Dicke : e,v-1 → f,v-1 (∆v=0)
- Les atomes s'accumulent dans f, v=0 d'où ils ne peuvent sortir par une excitation à ω_0 - ω_v .

Comment réaliser $\Gamma_{\rm e} \ll \omega_{\rm v}$?

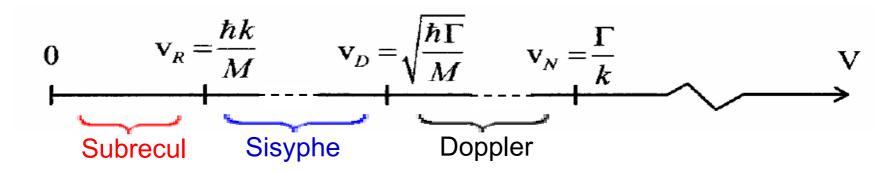
Les niveaux f et e sont en fait des sous niveaux (hyperfins) différents f₁ et f₂ de l'état fondamental de l'ion:

$$f = f_1 = \downarrow$$
 $e = f_2 = \uparrow$



- Le couplage
 f,v = ↓,v → e,v-1=↑,v-1
 est réalisé par une transition
 Raman stimulée.
- Une faible largeur $\Gamma_{\rm e} \ll \omega_{\rm v}$ est conférée au niveau e,v-1= \uparrow ,v-1 par excitation optique de faible intensité résonnante à $\omega_{\rm o}$.
- Par pompage optique, les atomes retombent préférentiellement dans f,v-1 = ↓,v-1 (Δv = 0).

Quelques repères importants sur l'échelle des vitesses



 V_R : vitesse de recul

 v_D : vitesse telle que $m v_D^2 = \hbar \Gamma$ dispersion de vitesses obtenues par refroidissement Doppler

 v_N : vitesse telle que $k v_N = \Gamma$. Dispersion de vitesse des atomes qui peuvent être excités par un laser monochromatique

$$\frac{\mathbf{V}_N}{\mathbf{V}_D} \simeq \frac{\mathbf{V}_D}{\mathbf{V}_R} \simeq \sqrt{\frac{\hbar \, \Gamma}{E_{\text{rec}}}} \gg 1$$