

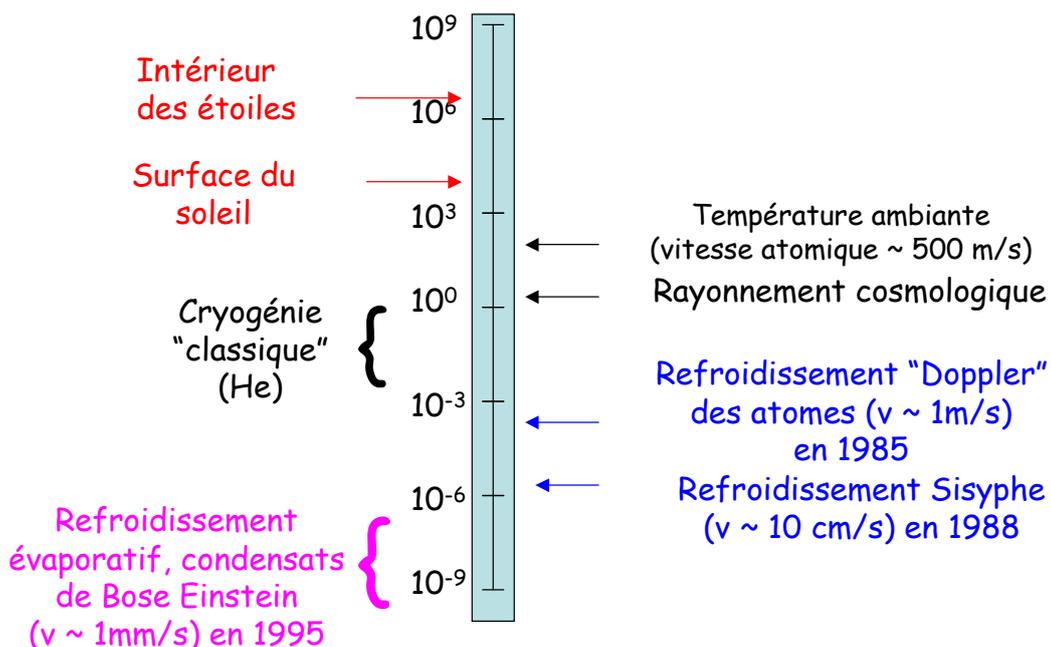
# Chaire de Physique Quantique-Cours 2014-2015

## 2<sup>ème</sup> leçon - 17 Mars 2015

### Manipulation des atomes par la lumière: les atomes froids

Le refroidissement et le piégeage des atomes par la lumière laser a connu un développement considérable au cours des trente dernières années. D'abord conçues dans le but d'augmenter la précision des mesures spectroscopiques en diminuant, voire supprimant l'effet Doppler, les méthodes de manipulation des atomes par la lumière ont conduit à bien d'autres applications, incluant en particulier l'étude des nouvelles phases quantiques de gaz ultra-froids (condensats de Bose Einstein et gaz de Fermions dégénérés). Nous consacrons deux leçons à la description de ces méthodes dans ce cours. Celle d'aujourd'hui rappellera le principe des méthodes de refroidissement et de piégeage des atomes par la lumière et certaines des applications qui en ont été faites. La leçon du 24 mars 2015 sera consacrée aux gaz quantiques ultra-froids.

### Température des atomes (en K)



Onze ordres de grandeur sur la température des atomes et 5 à 6 ordres de grandeur sur leur vitesse depuis 1960-70

# Plan de la deuxième leçon

II-A: Les forces radiatives

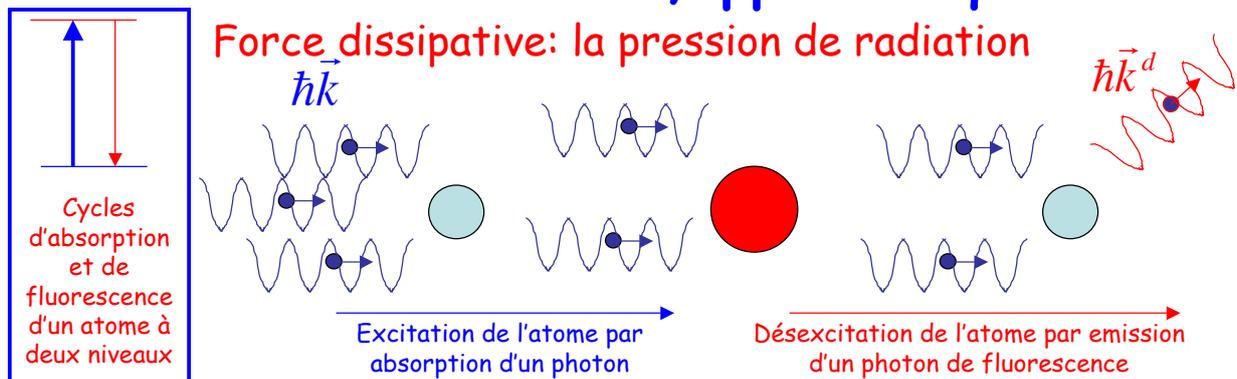
II-B Le refroidissement laser des atomes

II-C: Le piégeage par la lumière des atomes neutres

II-D: L'optique atomique

II-E: L'interférométrie atomique: gravimètres et gyromètres

## II-A: Forces radiatives, approche qualitative



Transfert d'impulsion entre lumière et atome. A chaque cycle de diffusion absorption-émission, l'impulsion de l'atome change de  $\Delta\vec{k} = \hbar(\vec{k} - \vec{k}^d)$ . Le photon diffusé a une impulsion moyenne nulle (même probabilités d'émission dans des directions opposées). Après N cycles, l'impulsion atomique a changé en moyenne de  $N\hbar k$ , mais il faut que l'atome soit resté à résonance (en tenant compte de l'effet Doppler). Le nombre de cycles par unité de temps augmente avec l'intensité lumineuse et sature à la valeur  $1/\Gamma$  ( $\Gamma$ : largeur naturelle de l'état excité). D'où la valeur maximum de la force de pression de radiation moyenne (force dissipative):

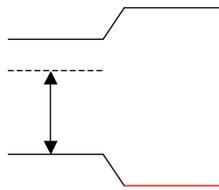
$$\vec{F}_D^{(\max)} = \hbar\Gamma\vec{k} / 2$$

qui induit sur l'atome de masse M l'accélération maximale:

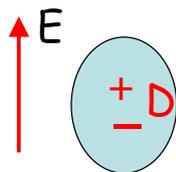
$$a_D = F_D^{(\max)} / M = \hbar\Gamma k / 2M = \hbar\Gamma / 2M\lambda \quad (\text{typiquement } \sim 10^9 \text{ m/s}^2)$$

# Forces radiatives, approche qualitative (suite)

## Force réactive ou dipolaire



Un champ non-résonnant induit sur le niveau fondamental de l'atome un déplacement lumineux (light-shift) proportionnel à l'intensité lumineuse, et donc une force proportionnelle au *gradient de l'intensité de la lumière*. Pour un décalage du laser vers le rouge (figure) le light shift de l'état fondamental est négatif et la force pousse l'atome vers les champs forts (signe contraire pour décalage vers le bleu)



**Interprétation équivalente:** le champ électrique E de la lumière induit un dipôle proportionnel à E sur l'atome, déplaçant le noyau par rapport au centre de gravité électronique. Dans un gradient de champ, les charges électronique et nucléaire subissent deux forces de signes opposés et d'intensité différentes, résultant en une force nette sur l'atome. Lorsque le champ change de signe, il en est de même du dipôle. La force moyenne est en  $E^2$ .

**A résonance, la force réactive s'annule, alors que la force dissipative est maximale. La force réactive sature pour des intensités beaucoup plus grandes que la force dissipative (voir page suivante).**

# Théorie des forces radiatives (atome à $v=0$ )

Champ laser monochromatique (classique)

$$\vec{E}_L(\vec{r}, t) = \vec{e}_L \mathcal{E}_L(\vec{r}) \cos[\omega_L t + \phi(\vec{r})]$$

polarisation
amplitude
phase

Interaction atome-champ laser ( $\vec{r}$  classique)

$$V_{AL}(\vec{r}, t) = -\vec{D} \cdot \vec{E}_L(\vec{r}, t)$$

Opérateur dipôle atomique (élément de matrice  $D_{eg}$ )

$$\Omega(\vec{r}) = -\frac{\mathcal{E}_L(\vec{r}) \vec{D}_{eg} \cdot \vec{e}_L}{\hbar}$$

Fréquence de Rabi

Force moyenne

$$\vec{F}(\vec{r}, t) = \sum_{i=x,y,z} \langle D_i \rangle \vec{\nabla} E_{L,i}(\vec{r}, t)$$

Gradients de phase et d'amplitude

**Dipôle stationnaire induit**

Dipôle en phase (dispersion)

$$u = \frac{2\delta\Omega}{\Gamma^2 + 2\Omega^2 + 4\delta^2}$$

Dipôle en quadrature (dissipation)

$$v = \frac{\Gamma\Omega}{\Gamma^2 + 2\Omega^2 + 4\delta^2}$$

$\delta = \omega_L - \omega_a$

$$\langle \vec{D} \rangle = 2\vec{D}_{eg} [u \cos(\omega_L t + \phi) - v \sin(\omega_L t + \phi)]$$

# Théorie des forces radiatives (suite)

$$\vec{F}(\vec{r}, t) = \sum_{i=x,y,z} \langle D_i \rangle \vec{\nabla} E_{L,i}(\vec{r}, t)$$

Gradients de phase et d'amplitude

$$\vec{F}(\vec{r}, t) = \vec{F}_d + \vec{F}_r$$

$$\vec{F}_d = -\hbar \Omega v \vec{\nabla} \phi |_{\vec{r}_a} = -\hbar \Gamma \frac{\Omega^2}{4\delta^2 + \Gamma^2 + 2\Omega^2} \vec{\nabla} \phi |_{\vec{r}_a}$$

= -k (onde plane)  
sature à 1/2

La force dissipative, maximale à résonance, sature à  $\hbar \Gamma k / 2$ . C'est la pression de radiation. Elle est proportionnelle au *dipôle en quadrature* et au gradient de la phase du champ (vecteur d'onde pour une onde plane).

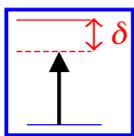
$$\vec{F}_r = -\hbar u \vec{\nabla} \Omega |_{\vec{r}_a} = -\hbar \frac{\delta}{4\delta^2 + \Gamma^2 + 2\Omega^2} \vec{\nabla} (\Omega^2)$$

Attractive vers champs forts pour  $\delta < 0$ ,  
vers champs faibles pour  $\delta > 0$ .

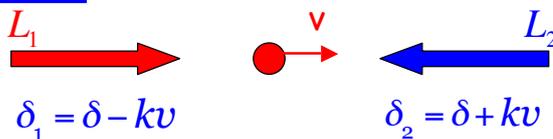
La force réactive, nulle à résonance, est proportionnelle au *dipôle en phase* et au gradient de l'intensité. Pour  $|\delta| \gg \Gamma, \Omega$ , elle varie comme  $\nabla(E^2)/\delta$ .

## II.B Le refroidissement laser des atomes

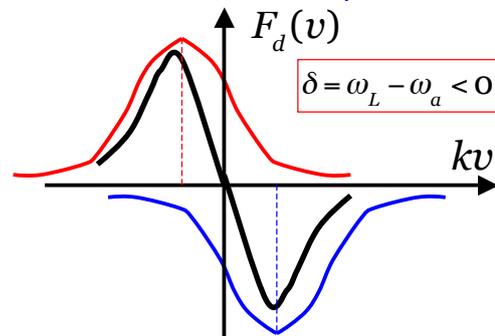
Les forces radiatives dépendent du désaccord  $\delta$  entre la fréquence atomique et celle du laser dans le référentiel de l'atome (effet Doppler).



Refroidissement Doppler à 1D dans une onde stationnaire de faible intensité (atome à 2 niveaux,  $\delta < 0$ )



Les atomes de  $v > 0$  subissent une force de  $L_2$  plus grande que celle de  $L_1$  et inversement: force de friction



Force de friction maximale pour  $\delta = -\Gamma/2$ , amortissant la vitesse des atomes dans la gamme de vitesse  $|v| < \Gamma/k$  en un temps caractéristique  $\tau$ :

$$F_d(v) \approx -\alpha v \quad \alpha = \frac{M_a}{\tau} = -\frac{\hbar \Gamma k^2 \Omega^2 \delta}{(\delta^2 + \Gamma^2 / 4)^2} \quad (\Omega < \Gamma, |\delta|)$$

$$\tau_{opt} \approx \frac{5M_a}{\hbar k^2} \sim 100 \mu s \quad (\Omega^2 \sim \Gamma^2 / 10; \text{Rubidium})$$

## "Limite Doppler" de la température

Vitesse de dissipation d'énergie cinétique moyenne:

$$\frac{d\langle E_c \rangle}{dt} = -2 \frac{\langle E_c \rangle}{\tau} \quad \text{avec} \quad \tau \sim \frac{5M_a}{\hbar k^2}$$

Vitesse de chauffage dû à la diffusion de photons  
(mouvement Brownien dans l'espace des impulsions):

$$\frac{d\langle p^2 / 2M_a \rangle}{dt} \sim \Gamma \hbar^2 k^2 / 2M_a$$

Energie cinétique d'équilibre:

$$2E_{\min} / \tau \sim \Gamma \hbar^2 k^2 / 2M_a \quad \rightarrow \quad E_{\min} = \Gamma \hbar^2 k^2 \tau / 4M_a \approx \hbar \Gamma$$

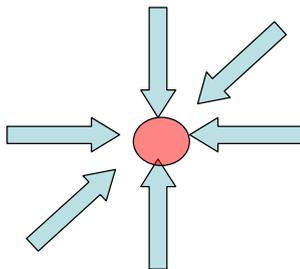
Limite Doppler de la température:

$$T_D \sim \hbar \Gamma / k_B \quad (\sim 240 \mu K \text{ pour Na}, \quad \sim 140 \mu K \text{ pour Rb})$$

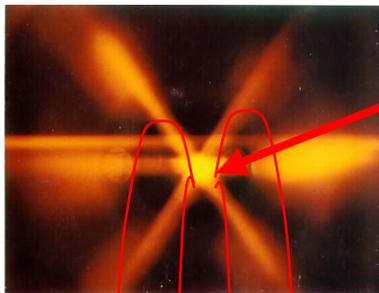
Vitesse limite moyenne:

$$v_D \sim \sqrt{\hbar \Gamma / M_a} \sim 0,3 \text{ m/s}$$

## Mélasse optique 3D

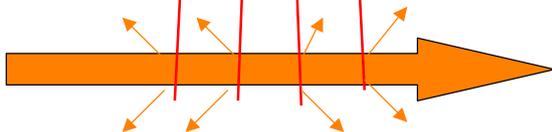


Paires de faisceaux lasers décalés  
vers le rouge dans les trois  
directions de l'espace (section des  
faisceaux de l'ordre de 1cm)



De l'ordre d'un milliard  
d'atomes, se déplaçant à  
quelques cm/s comme dans  
un milieu visqueux

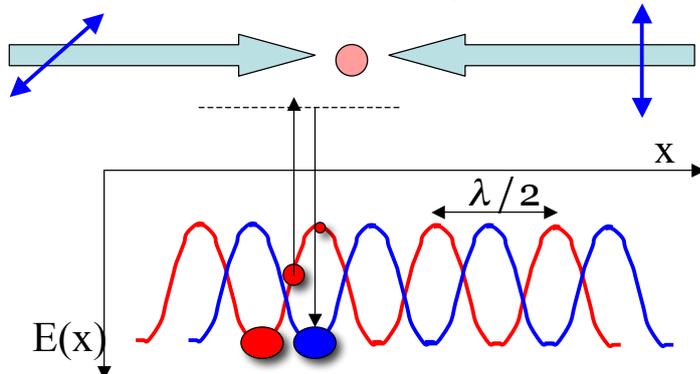
Distribution des vitesses reconstruite  
par mesure de temps de vol:  
mélasse coupée à  $t=0$  et mesure des  
temps d'arrivée dans un faisceau laser  
placé sous la mélasse.



Température mesurée de  
l'ordre de  $T_D / 100$  !

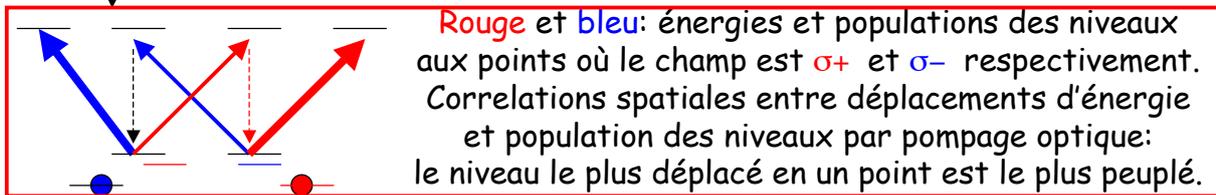
# Refroidissement sub-Doppler par effet Sisyphé: cas des atomes alcalins

Effets combinés et corrélés de la force dipolaire et du pompage optique



Faisceaux opposés polarisés linéairement à angles droits: onde stationnaire de polarisation modulée spatialement, alternativement  $\sigma+$  et  $\sigma-$ .  
Désaccord  $\delta < 0$

Les intensités des composantes  $\sigma+$  et  $\sigma-$  induisent une modulation spatiale des déplacements des états Zeeman  $m = -1/2$  et  $m = +1/2$  (transition  $J=1/2 \rightarrow J=3/2$ )

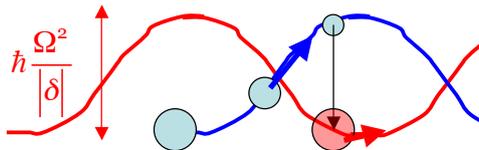


Rouge et bleu: énergies et populations des niveaux aux points où le champ est  $\sigma+$  et  $\sigma-$  respectivement. Correlations spatiales entre déplacements d'énergie et population des niveaux par pompage optique: le niveau le plus déplacé en un point est le plus peuplé.

Les cycles de pompage transfèrent l'atome dans un état au voisinage du fond d'une "vallée", suivi d'une remontée pendant laquelle il perd de l'énergie...L'atome finit piégé dans un des puits. Généralisation à trois D.  $T_{Sisyphé}$  beaucoup plus petit que  $T_D$ .

## Limite du refroidissement Sisyphé

$$(|\delta| \gg \Gamma \sim \Omega)$$



Le refroidissement Sisyphé s'arrête lorsque l'atome n'a plus assez d'énergie pour remonter la pente du puits de potentiel:

$$k_B T_{Sisyphé} \sim \hbar \frac{\Omega^2}{|\delta|} \sim \hbar \Gamma \frac{\Gamma}{|\delta|} \ll \hbar \Gamma \rightarrow T_{Sisyphé} \ll T_{Doppler}$$

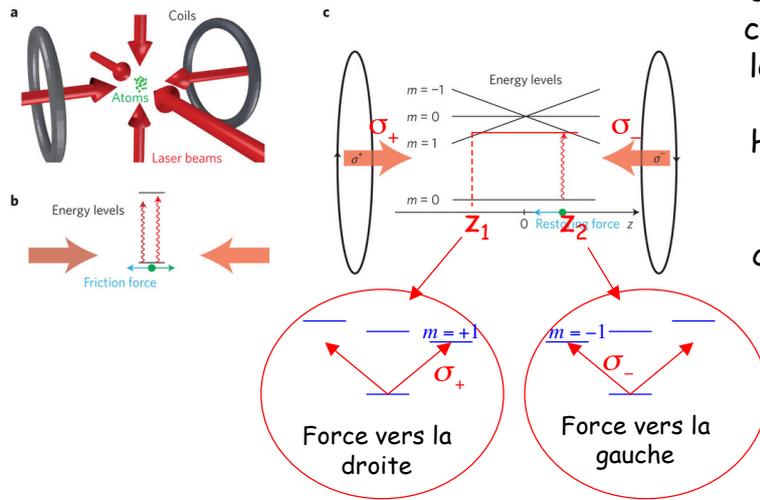
Le refroidissement Sisyphé est plus efficace que le refroidissement Doppler, la corrélation entre pompage optique (dissipatif) et forces dipolaires conduisant à des températures qui peuvent être deux ordres de grandeur plus basses que la limite Doppler ( $\Gamma/\delta \sim \Omega/\delta \sim 10^{-2}$ ). La température limite ne tend cependant pas vers 0 lorsque l'intensité diminue. L'énergie minimale des atomes est l'énergie de recul encaissée par l'atome lors de l'émission du dernier photon. La température correspondant à cette énergie minimale est:

$$T_{recul} \sim \frac{\hbar^2 k_L^2}{2M} \frac{1}{k_B} \sim 1 \mu K$$

Il est possible de refroidir encore plus les atomes (processus sub-recul) soit en utilisant un processus de pompage cohérent qui les fait tomber dans un état noir incapable d'absorber la lumière (voir séminaire de C.Cohen-Tannoudji du 24 Mars 2015) soit en utilisant la méthode de refroidissement évaporatif (voir leçon 3).

## II-C. Pièges pour atomes neutres

### Piège dissipatif magnéto-optique (MOT). Cas d'une transition $J=0 \rightarrow J=1$



Combinaison de faisceaux  $\sigma_+$ - $\sigma_-$  contra-propageants décalés vers le rouge avec champ magnétique B réalisé par bobines de Helmholtz en opposition, créant un gradient de champ, B étant nul en  $r = 0$ . L'effet Zeeman compense le désaccord du laser en  $z_1$  et  $z_2$

A la force de friction (refroidissement Doppler) s'ajoute une force dépendant de la position: en  $z_1$ , la pression de radiation du faisceau  $\sigma_+$  l'emporte sur celle du faisceau  $\sigma_-$  (et inversement en  $z_2$ ).

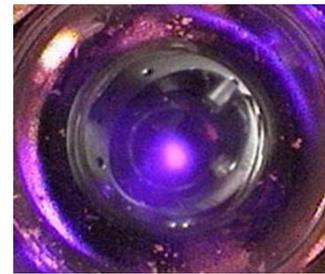
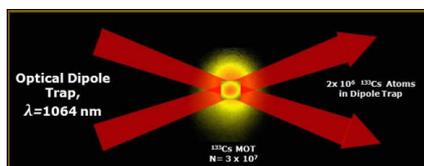


Image d'un nuage MOT d'atomes de Calcium (NIST)

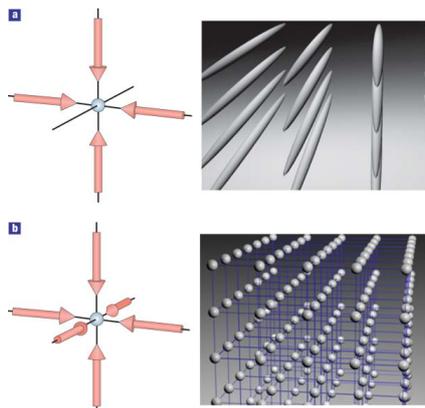
## Pièges pour atomes neutres (suite)

### Pièges optiques dipolaires conservatifs

Lumière non-résonante fortement décalée vers le rouge. Grande intensité lumineuse. Atomes attirés vers champs intenses par la force dipolaire dérivant du potentiel optique.



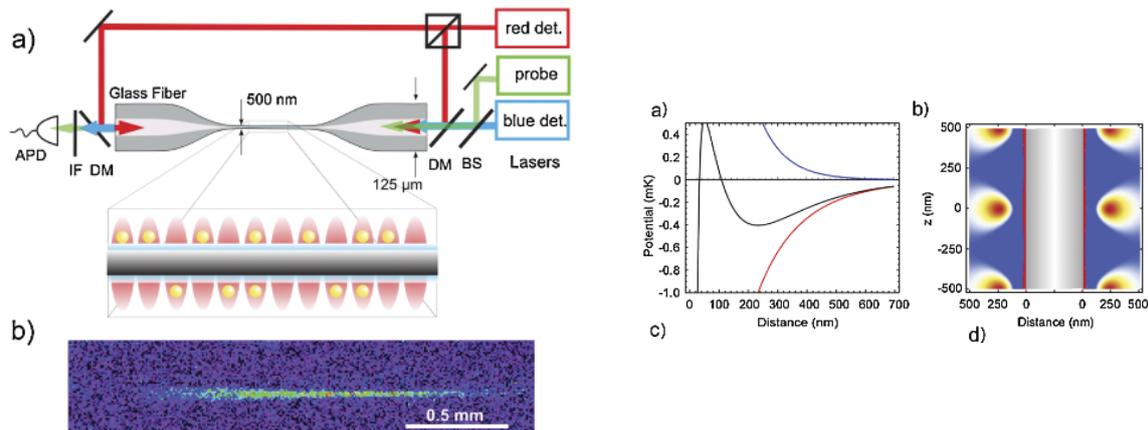
Piège unique: "Pince optique" à atomes (atom tweezer) Voir aussi leçon 5



Réseaux de pièges optiques formés par intersection de lasers interférant (atomes piégés à 2 ou 3 D) (voir leçon 3)

# Piégeage par force dipolaire dans l'onde évanescente autour d'une fibre nanométrique

Nanofibre obtenue par étirement. La combinaison des lasers décalés vers le rouge et le bleu crée un potentiel qui présente un minimum attractif à 200 nm de la fibre, assez loin de la surface pour l'emporter sur l'attraction van der Waals vers celle-ci. La structure d'onde stationnaire crée une suite périodique de puits piégeants.

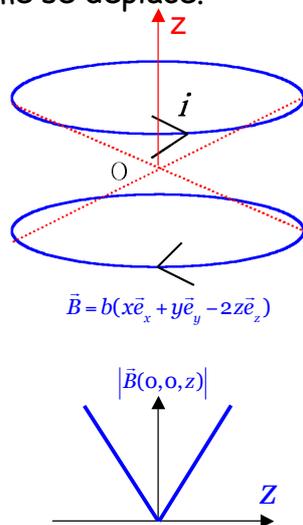


Fluorescence d'un millier d'atomes piégés (en moyenne 1/2 atome par puits)

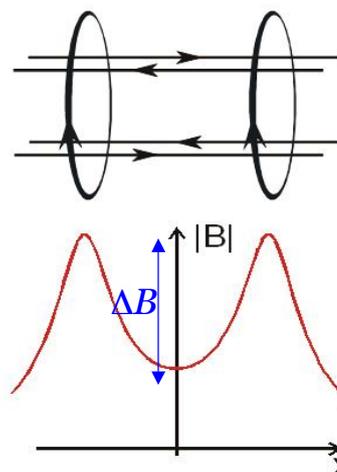
E.Vetsch et al (groupe de A.Rauschenbeutel), Phys.Rev.Lett. 104, 203603 (2010)

# Pièges magnétiques pour atomes neutres

Les atomes refroidis par laser peuvent être piégés, après interruption des faisceaux, par l'action d'un gradient de champ magnétique sur leur moment magnétique. Piège conservatif sans perturbation des atomes par la lumière. Les états piégés sont des états attirés par les champs faibles (low field seekers). Le moment magnétique doit suivre adiabatiquement la direction du champ lorsque l'atome se déplace.



Piège quadrupolaire bobines anti-Helmholtz (zéro du champ au centre)



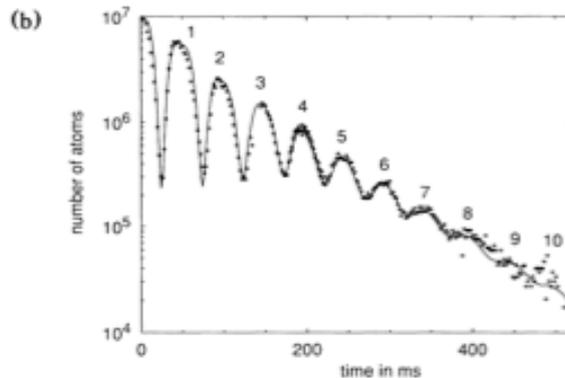
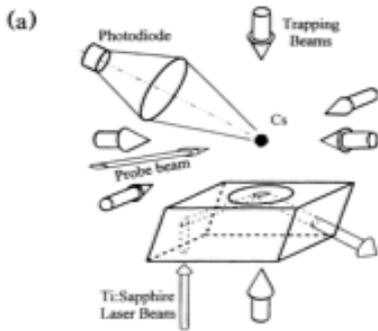
Piège Joffe-Pritchard (à minimum de champ magnétique non nul)

$$T_{\max} \sim \mu_B \Delta B / k_B \approx 60 \mu K / \text{Gauss}$$

# II-D Optique atomique

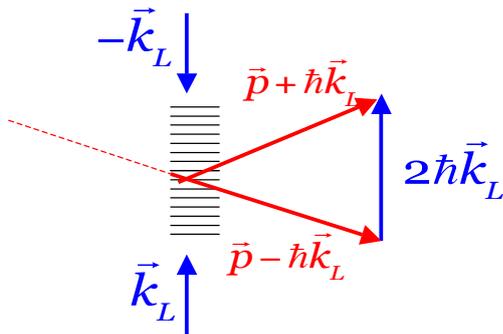
## Miroir à atomes froids

*Aminoff et al, Phys.Rev.Lett. 71, 3083 (1993)*



Faire rebondir des atomes froids sur un miroir atomique réalisé par une onde évanescente décalée vers le bleu: Les atomes de Césium d'une MOT sont lâchés à  $t=0$ , tombent vers la surface puis rebondissent et sont comptés par leur fluorescence lorsqu'ils repassent dans le faisceau sonde. C'est un "trampoline à atomes" ou encore une "cavité atomique" dont le miroir supérieur est réalisé par la force de gravité. Variante en modulant l'intensité de la force répulsive exercée sur les atomes (modulation de fréquence de l'onde de de Broglie).

## Diffraction de Bragg élastique par une onde stationnaire: lame semi-réfléchissante pour atomes à deux niveaux

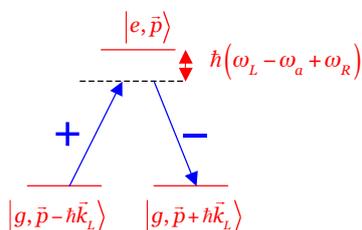


Atomes avec impulsion horizontale  $\vec{p}$  arrivant sous faible incidence sur une onde stationnaire verticale décalée vers le rouge, agissant comme un réseau de Bragg pour atomes: transfert d'impulsion verticale  $2\hbar k_L$  par processus Raman d'absorption d'un photon d'impulsion  $+\vec{k}_L$  suivie de la réémission d'un photon  $-\vec{k}_L$

$$|g, \vec{p} - \hbar \vec{k}_L\rangle \otimes |N_+, N_-\rangle \rightarrow |e, \vec{p}\rangle \otimes |N_+ - 1, N_-\rangle \rightarrow |g, \vec{p} + \hbar \vec{k}_L\rangle \otimes |N_+ - 1, N_- + 1\rangle$$

Energies des états initial, intermédiaire et final du processus Raman

$$E_g + p^2 / 2M + \hbar^2 k_L^2 / 2M \quad E_e + p^2 / 2M - \hbar \omega_L \quad E_g + p^2 / 2M + \hbar^2 k_L^2 / 2M$$



Pulsation de Rabi du processus Raman

$$\Omega_{Raman} = \frac{\Omega^2}{\omega_L - \omega_a + \omega_R}$$

$$\hbar \omega_R = \hbar^2 k_L^2 / 2M \quad \text{Énergie de recul}$$

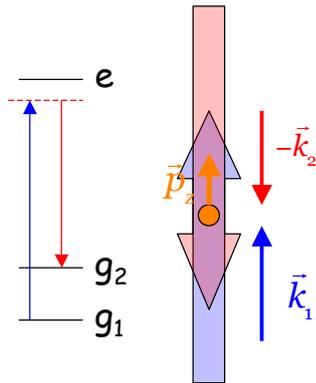
"Lame semi-réfléchissante"

$$\Omega_{Raman} T = \frac{\pi}{2}$$

$$|g, \vec{p} - \hbar \vec{k}_L\rangle \rightarrow$$

$$\frac{1}{\sqrt{2}} (|g, \vec{p} - \hbar \vec{k}_L\rangle + |g, \vec{p} + \hbar \vec{k}_L\rangle)$$

## Transition Raman inélastique par ondes contrapropageantes bicolores: lame semi-réfléchissante et intrication entre degrés de liberté interne et externe



$$|g_1, p_z\rangle \rightarrow |e, p_z + \hbar k_1\rangle \rightarrow |g_2, p_z + \hbar(k_1 + k_2)\rangle$$

Impulsion Raman  $\pi/2$ :

$$|g_1, p_z\rangle \rightarrow \left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right) \left( |g_1, p_z\rangle + e^{i\varphi} |g_2, p_z + \hbar(k_1 + k_2)\rangle \right)$$

$p_z$  présente en général une dispersion  $\Delta p$ : superposition de 2 paquets d'ondes atomiques associés à des états internes différents, dont les centres se séparent à la vitesse  $\sim 2\hbar k/M$ . La phase  $\varphi$  de la superposition dépend des phases des lasers Raman.

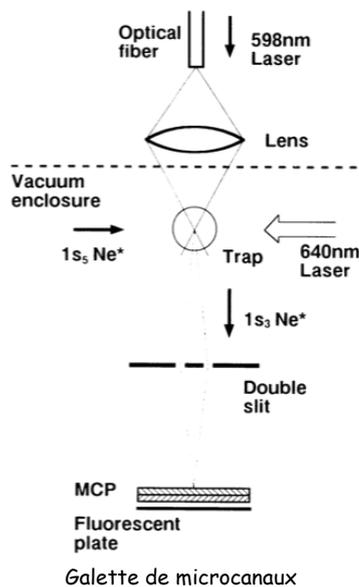
Impulsion Raman  $\pi$

$$\begin{aligned} |g_1, p_z\rangle &\rightarrow |g_2, p_z + \hbar(k_1 + k_2)\rangle \\ |g_2, p_z + \hbar(k_1 + k_2)\rangle &\rightarrow -|g_1, p_z\rangle \end{aligned}$$

Si une impulsion Raman deux fois plus longue est appliquée, les états de la superposition s'échangent (voir plus loin application à l'interférométrie atomique)

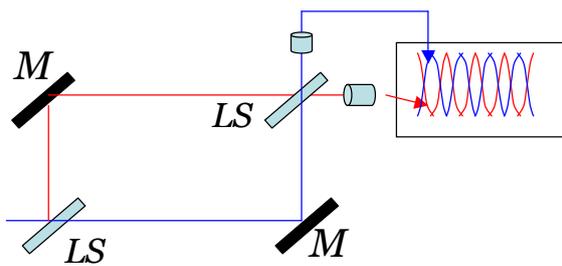
## II-E. Interférométrie atomique

Première expérience de fentes d'Young avec des atomes froids de neon métastable (Shimizu et al, Phys.RevA, 46, R17, 1992)

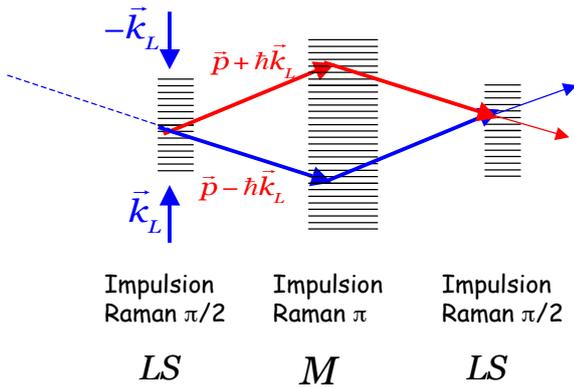


Expérience équivalente à celle des fentes d'Young optique avec lumière issue d'une source thermique. Faible longueur de cohérence et nombre de franges limité (comparer avec les interférences observées avec un Condensat de Bose Einstein-voir Leçon 3)

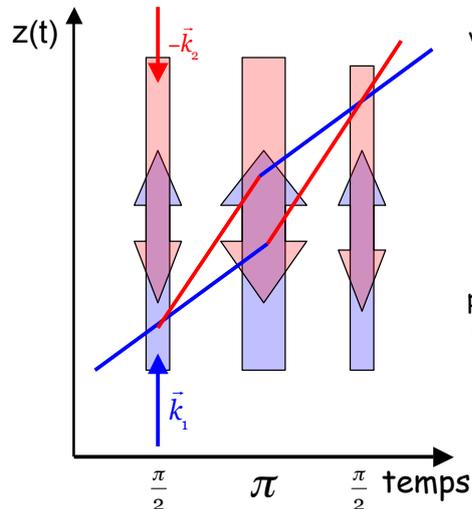
# Interféromètres atomiques Mach-Zehnder



Principe de l'interféromètre de Mach-Zehnder: la phase peut être balayée soit en changeant la différence de marche (déplacement de M), soit en introduisant un déphasage entre les deux voies le long de la trajectoire.



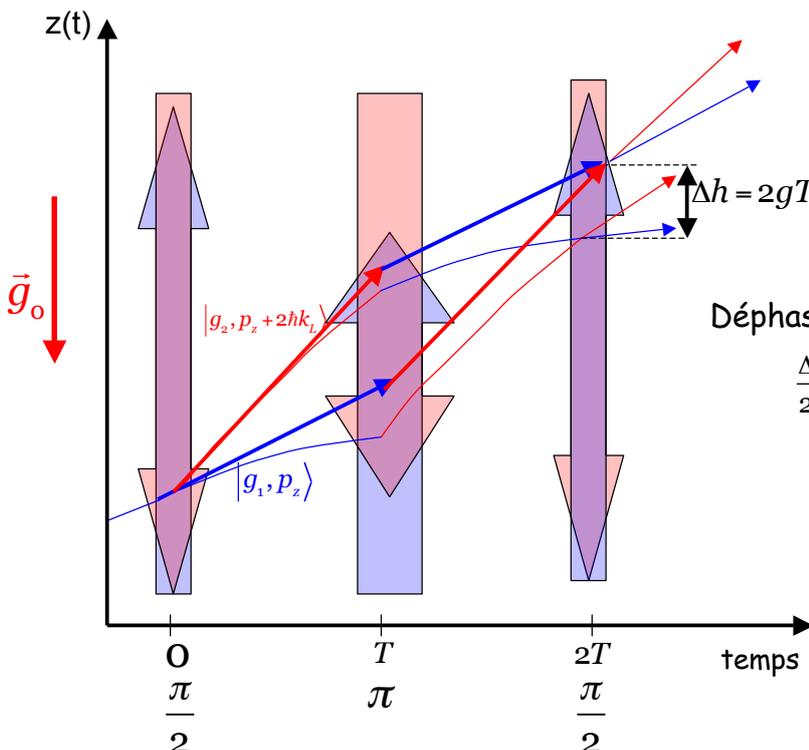
Interféromètre atomique 1 (atome à 2 niveaux)



Jet atomique vertical à deux états fondamentaux  $g_1$  et  $g_2$ , avec séparation et recombinaison le long de la trajectoire. Les probabilités de détecter  $g_1$  et  $g_2$  oscillent en opposition de phase

Interféromètre atomique 2

# Gravimètre atomique



Traits épais: trajectoires dans repère en chute libre

Traits fins: trajectoires dans repère du laboratoire:

$$\Delta h = 2gT^2$$

$$z(2T) = z_0 + 2 \frac{(p_z + \hbar k_L)}{M} T - 2g_0 T^2$$

Déphasage des franges de Ramsey:

$$\frac{\Delta\varphi}{2\pi} = \frac{\Delta h}{\lambda} \rightarrow \Delta\varphi = k_L \Delta h = 2g_0 k_L T^2$$

$$\delta g = \frac{1}{2k_L T^2 (S/B)} m/s^2 \sim 5 \cdot 10^{-11} g_0$$

$$\sim 5 \cdot 10^{-11} g_0$$

$$(g_0 = 9,8 m/s^2; T = 1s; k_L = 10^7 m^{-1}; S/B = 100)$$

Sensibilité proportionnelle au carré du temps de chute et au signal sur bruit S/B (S/B augmente en  $\sqrt{t}$  où  $t$  est le temps de détection des franges). Les meilleurs gravimètre (groupe de M.Kasevich à Stanford) ont une sensibilité de  $10^{-11}g_0$  sur une seconde.

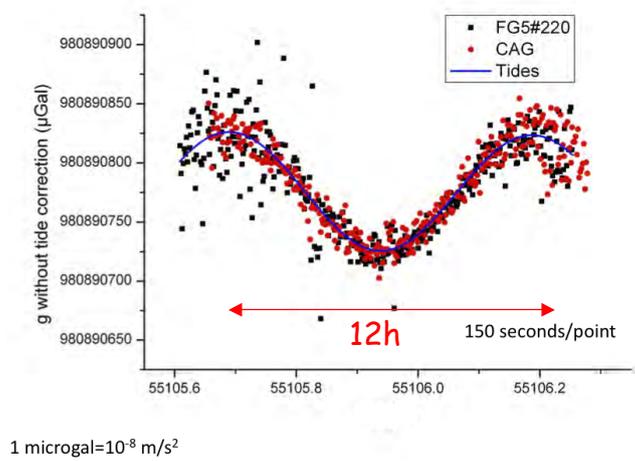
# Observation des marées terrestres à l'aide d'un gravimètre à atomes froids (LNE-Syrté)

F. Pereira Dos Santos  
A. Landragin



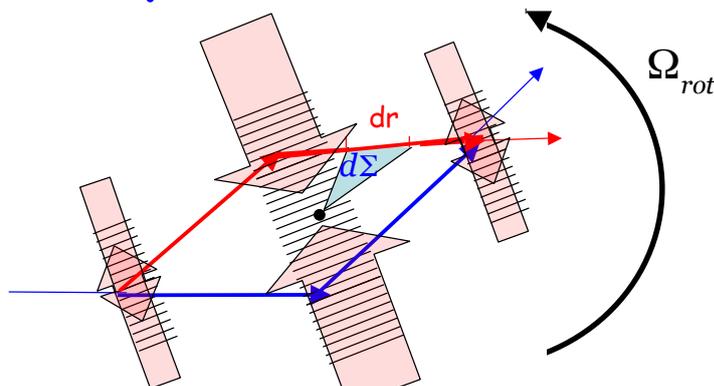
*S. Merlet et al, Metrologia, 47, L9-L11 (2010)*

Points rouges: gravimètre atomique  
Points noirs: gravimètre classique à coin de cube



Variations périodiques de  $\sim 10^{-7} g_0$  détectées avec un point toutes les 150 secondes

## Gyromètre à atomes (effet Sagnac)



$$E_{rot} = \frac{1}{2} Mv^2 + M\vec{v} \cdot (\vec{\Omega}_{rot} \times \vec{r}) + o(\Omega_{rot}^2) \approx \frac{1}{2} Mv^2 + M\vec{\Omega}_{rot} \cdot (\vec{r} \times \vec{v})$$

$$\Delta\varphi_{rot} = \frac{M\Omega_{rot}}{\hbar} \int_{t_1}^{t_2} (\vec{r} \times \vec{v}) dt = \frac{M\Omega_{rot}}{\hbar} \int \vec{r} \times d\vec{r} = 2 \frac{M\Omega_{rot}}{\hbar} d\Sigma$$

Gyromètre atomes froids:  $\varphi_{rot,A} = \frac{2M\Omega_{rot}\Sigma_{Total}}{\hbar}$

Gyromètre laser:  $\varphi_{rot,L} = \frac{2\omega_L\Omega_{rot}\Sigma_{Total}}{c^2}$

$$\frac{\varphi_{rot,A}}{\varphi_{rot,L}} = \frac{Mc^2 \Sigma_A}{\hbar\omega_L \Sigma_L} \ll 1$$

$\sim 10^{11}$

$$\delta\Omega_{rot} \sim \frac{\hbar}{2M\Sigma_{Total}(S/B)} \approx 10^{-7} \text{ rad/s}$$

( $M = 85u.a, \Sigma = 1\text{cm}^2, S/B = 100$ )

La sensibilité d'un gyromètre Sagnac est proportionnelle à l'aire limitée par les chemins et à la masse inertielle des particules. Utiliser des atomes à la place de photons fait gagner un facteur de masse énorme, mais l'aire des interféromètres à fibre optique est beaucoup plus grande que celle délimitée par les bras d'un interféromètre atomique. Les gyromètres atomiques les plus sensibles (Kasevich et al) détectent des rotations de l'ordre de  $10^{-9}$  rad/s mesurés en 1 s de temps d'intégration. Certains résultats sont secrets (applications militaires).  
Noter que la sensibilité de l'interféromètre est indépendante de la vitesse des atomes.

# Récapitulation de quelques étapes importantes du refroidissement des atomes par la lumière

1933: Déflexion d'un jet atomique par la lumière (R.Frisch)

1970-1978: Propositions d'Ashkin de déflexion et piégeage d'atomes par laser

1975: Principe du refroidissement Doppler (Hänsch, Schawlow, Dehmelt, Wineland)

1980: Théorie des forces radiatives réactives et dispersives (Gordon et Ashkin)

1979-1983: Premières expériences de refroidissement d'atomes dans un jet atomique (Balykin, Hall, Phillips)

1985: Premier piégeage magnétique d'atomes refroidis par laser (groupe W.Phillips), première démonstration du refroidissement Doppler et de la mélasse optique (groupe S.Chu).

1986: Premier piège par force dipolaire (groupe S.Chu)

1986-87: Conception du piège magnéto-optique (J.Dalibard) puis réalisation (MIT-Bell labs)

1988: Observation par le groupe de W.Phillips et interprétation par C.Cohen-Tannoudji, Dalibard et Chu du refroidissement sub-Doppler (effet Sisyphus notamment).

1992: Premiers réseaux de pièges optiques (G.Grynberg et W.Phillips); premiers interféromètres atomiques suivant les idées de Ch.Bordé réalisés par Chu et Kasevich.

1995: Réalisation du premier condensat de Bose-Einstein par refroidissement laser complété par refroidissement évaporatif par Cornell et Weiman (Boulder), puis par Ketterle (MIT).

1999: Première réalisation d'un gaz de Fermi dégénéré (groupe de D.Jin à Boulder)

.....

## Conclusion de la seconde leçon

Les outils du refroidissement des atomes utilisant la lumière laser (mécanismes de refroidissement et de piégeage, optique et interférométrie atomique) étaient essentiellement au point au milieu des années 1990 et leurs applications à la spectroscopie (affinement des raies utilisant des atomes froids dans des fontaines à atomes, construction d'interféromètres et de gravimètres) étaient bien avancées. A la même époque d'autres équipes poursuivaient un but encore plus ambitieux: atteindre le régime où la longueur d'onde de de Broglie des atomes dans un gaz devient de l'ordre des distances entre particules. On s'attendait alors, pour des bosons, à l'apparition d'une phase nouvelle de la matière prédite par Einstein en 1925: un condensat de Bose Einstein, dans lequel tous les atomes formeraient une seule fonction d'onde macroscopique cohérente. Il fallait pour cela aller au delà du refroidissement laser, diminuer la température par un autre ordre de grandeur. Ce fut accompli par la méthode du refroidissement évaporatif, qui avait été déjà proposée pour condenser l'Hydrogène. Les premiers condensats de Bose Einstein de Rubidium, puis de Sodium furent créés indépendamment en 1995 à Boulder et à MIT, ouvrant une ère nouvelle dans l'étude des atomes ultra-froids qui se poursuit jusqu'à aujourd'hui. Il s'agit d'une physique très riche développée par des centaines de groupe de recherche dans le monde, non seulement sur les bosons condensés mais aussi sur les gaz dégénérés de fermions qui s'obtiennent généralement en refroidissant un mélange d'isotopes bosonique et fermionique (voir cours de Jean Dalibard et pour certains aspects, les cours des années précédentes de la chaire de physique quantique). Nous décrivons brièvement la physique des condensats et des gaz de Fermi dégénérés dans la leçon 3.