

Le magnétisme artificiel pour les gaz d'atomes froids

Magnétisme artificiel pour un atome isolé (I)

Jean Dalibard

Chaire *Atomes et rayonnement*

Année 2013-14



COLLÈGE
DE FRANCE
— 1530 —

Simulation du magnétisme avec des atomes neutres

Le but : réaliser pour chaque atome un hamiltonien du type

$$\hat{H} = \frac{(\hat{\mathbf{p}} - \mathbf{A}(\hat{\mathbf{r}}))^2}{2M} + \dots = \frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2M} - \frac{\hat{\mathbf{p}} \cdot \mathbf{A}(\hat{\mathbf{r}})}{M} + \dots$$

où le potentiel vecteur \mathbf{A} est « non trivial » : $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \neq 0$

Le contexte : on va considérer dans les cours qui suivent deux situations différentes

1. Atome libre ou confiné dans un piège harmonique de raideur assez faible
2. Atome dans un réseau optique à l'approximation des liaisons fortes :
discrétisation de l'espace

Quelles sont les approches possibles ?

1. Souhaite-t-on tirer parti de la structure interne des atomes ?

On peut coupler entre eux ces états internes par des faisceaux lumineux quasi-résonnants et tirer parti de ce degré de liberté pour générer des phases géométriques « à la Berry »

Mais attention au chauffage lié à l'émission spontanée et aux collisions inélastiques...

2. L'hamiltonien dépend-il explicitement du temps ?

Mise en rotation du système, réseaux optiques « secoués »,...

Degré de liberté très commode et très flexible, mais également une source de chauffage si on heurte une résonance non désirée

Plan du cours

1. Physique dans un référentiel tournant

Force de Coriolis, potentiel centrifuge

2. Gaz quantique en rotation

Mise en évidence de la rotation, rotation critique

3. Le couplage d'un atome au rayonnement

*Atome « à deux niveaux », transitions Raman
Quelles sont les « bonnes » espèces ?*

4. Potentiels géométriques (vecteur et scalaire) induits par la lumière

Les premières expériences

Plan du cours

1. Physique dans un référentiel tournant

Force de Coriolis, potentiel centrifuge

2. Gaz quantique en rotation

Mise en évidence de la rotation, rotation critique

3. Le couplage d'un atome au rayonnement

*Atome « à deux niveaux », transitions Raman
Quelles sont les « bonnes » espèces ?*

4. Potentiels géométriques (vecteur et scalaire) induits par la lumière

Les premières expériences

Mise en rotation d'un système (classique ou quantique)

Système en rotation autour d'un axe z à vitesse angulaire Ω : $\boldsymbol{\Omega} = \Omega \mathbf{u}_z$

Motivation pour cette approche :

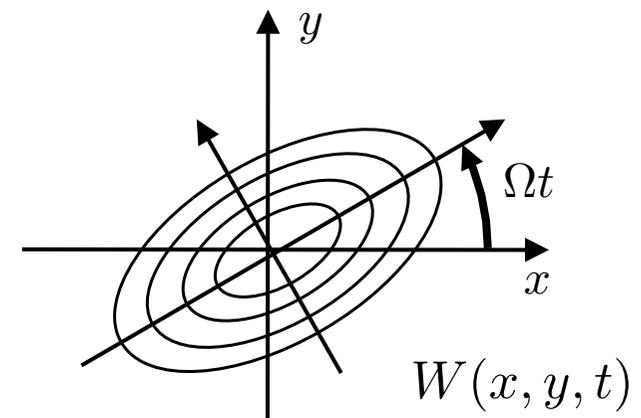
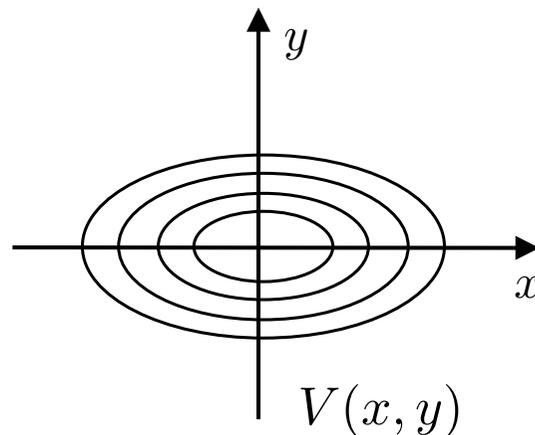
$$\mathbf{F}_{\text{Lorentz}} = q \mathbf{v} \times \mathbf{B}$$

$$\mathbf{F}_{\text{Coriolis}} = 2M \mathbf{v} \times \boldsymbol{\Omega}$$

Similarité entre la dynamique de particules chargées dans un champ magnétique uniforme et la dynamique dans un référentiel en rotation pourvu que $q\mathbf{B} = 2M\boldsymbol{\Omega}$

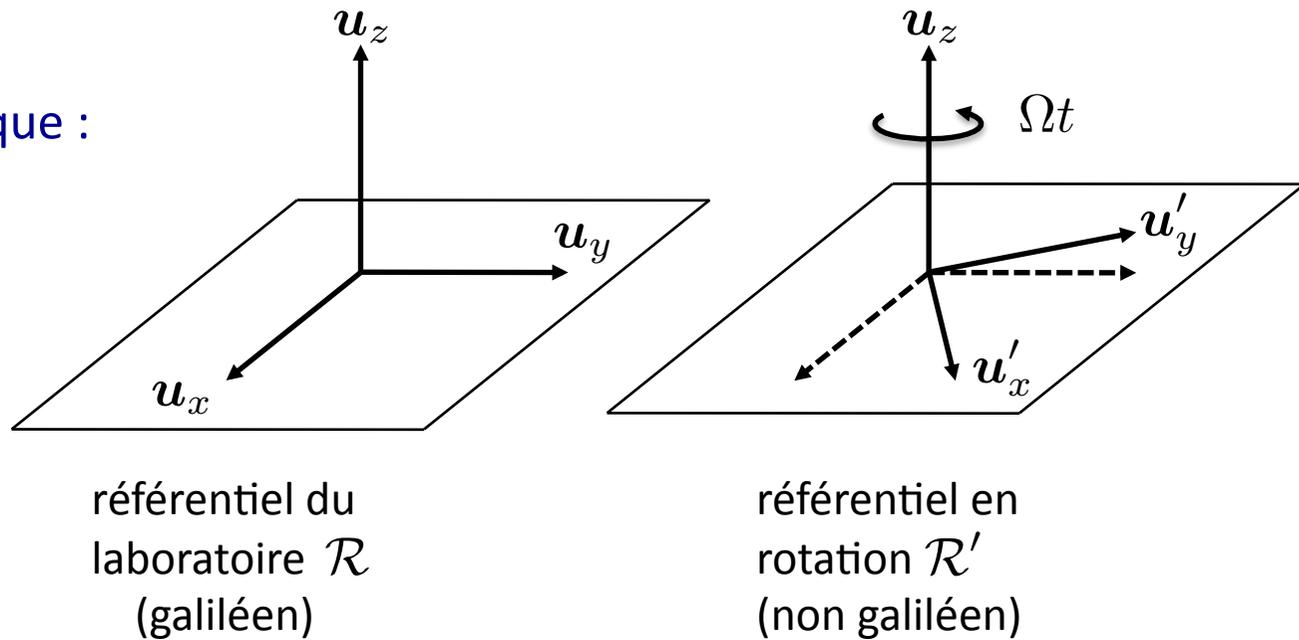
Comment mettre un gaz ou un fluide en rotation ?

On fait tourner un potentiel de confinement présentant une certaine anisotropie



Le passage dans le référentiel tournant

Sur le plan géométrique :



Sur le plan algébrique : transformation unitaire engendrée par

$$\hat{U}(t) = \exp\left(i\Omega t \hat{L}_z / \hbar\right) \quad \hat{L}_z = \hat{x}\hat{p}_y - \hat{y}\hat{p}_x = -i\hbar \frac{\partial}{\partial \varphi}$$

permet de passer de l'hamiltonien dépendant du temps dans le référentiel du laboratoire à l'hamiltonien indépendant du temps dans \mathcal{R}' :

$$\hat{H}(t) = \frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2M} + W(\hat{\mathbf{r}}, t) \quad \longrightarrow \quad \hat{\tilde{H}} = \frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2M} + V(\hat{\mathbf{r}}) - \Omega \hat{L}_z$$

Interprétation physique de la transformation $\hat{U}(t) = \exp\left(i\Omega t \hat{L}_z / \hbar\right)$

Transformation d'une observable \hat{O} :

Avant transformation

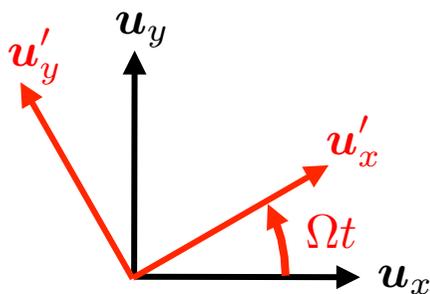
$$\hat{O}$$

opérateur position
dans la base $\mathbf{u}_x, \mathbf{u}_y$ $\begin{cases} \hat{x} \\ \hat{y} \end{cases}$

Après transformation

$$\hat{U}(t) \hat{O} \hat{U}^\dagger(t)$$

$$\begin{cases} \hat{x} \cos(\Omega t) - \hat{y} \sin(\Omega t) \\ \hat{x} \sin(\Omega t) + \hat{y} \cos(\Omega t) \end{cases}$$

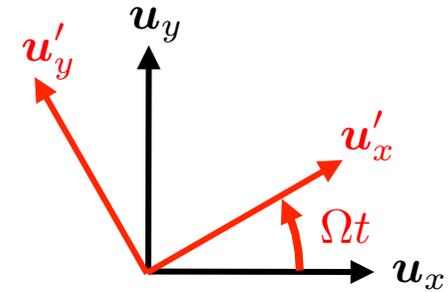


Les observables \hat{x} , \hat{y} dans la nouvelle représentation (après transformation) correspondent à la quantité physique :

« Position dans la base $\mathbf{u}'_x, \mathbf{u}'_y$ liée au référentiel \mathcal{R}' »

conforme à l'intuition d'un changement de référentiel

L'opérateur vitesse dans le référentiel tournant



L'opérateur vitesse $\hat{v} = \frac{d\hat{\mathbf{r}}}{dt} = \frac{i}{\hbar}[\hat{H}, \hat{\mathbf{r}}]$ dans la nouvelle représentation correspond à la vitesse par rapport au référentiel tournant \mathcal{R}'

$$\hat{H} = \frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2M} + V(\hat{\mathbf{r}}) - \Omega \hat{L}_z$$

$$\hat{\mathbf{p}} = -i\hbar \nabla$$

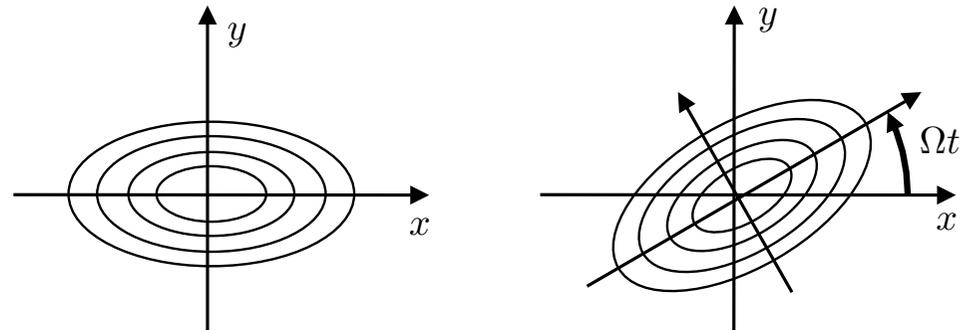
$$\begin{cases} \hat{v}_x = \frac{\hat{p}_x}{M} + \Omega \hat{y} \\ \hat{v}_y = \frac{\hat{p}_y}{M} - \Omega \hat{x} \end{cases}$$

On trouve donc dans le référentiel tournant $\hat{\mathbf{p}} = M\hat{\mathbf{v}} + M\boldsymbol{\Omega} \times \hat{\mathbf{r}}$

Résultat similaire à celui trouvé pour le magnétisme : $\hat{\mathbf{p}} = M\hat{\mathbf{v}} + q\mathbf{A}$

Lien entre magnétisme orbital et rotation

Mise en rotation du potentiel de confinement et passage dans le référentiel tournant



$$\hat{H} = \frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2M} + V(\hat{\mathbf{r}}) - \Omega \hat{L}_z = \underbrace{\frac{(\hat{\mathbf{p}} - q\mathbf{A}(\hat{\mathbf{r}}))^2}{2M}}_{q\mathbf{A} = M\Omega(-y\mathbf{u}_x + x\mathbf{u}_y)} + V(\mathbf{r}) + \underbrace{V_{\text{centrif.}}(r)}_{V_{\text{centrif.}}(r) = -\frac{1}{2}M\Omega^2 r^2}$$

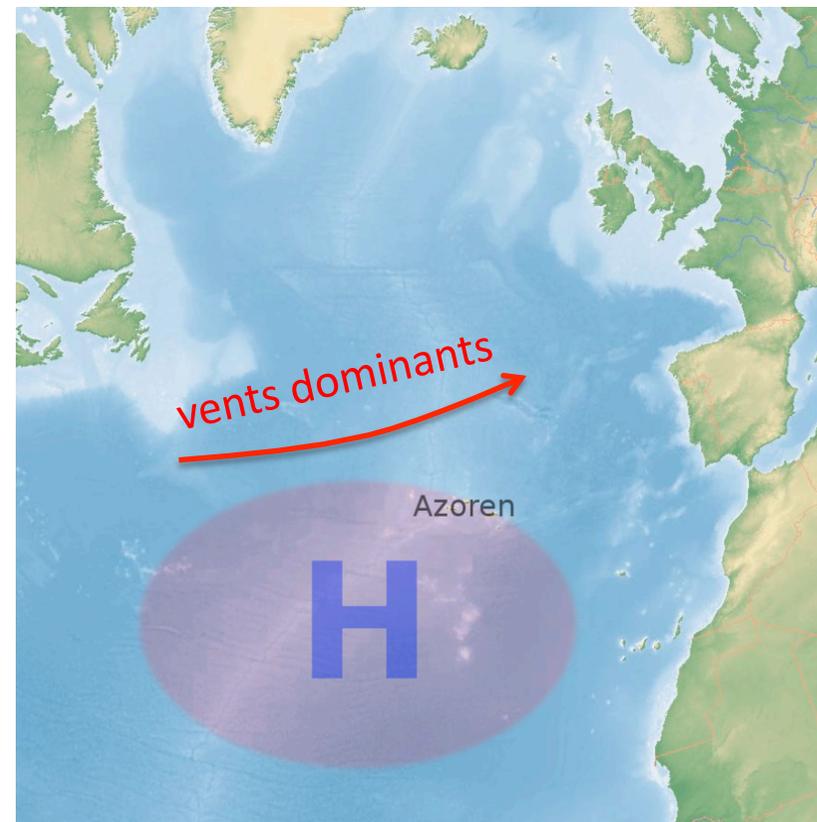
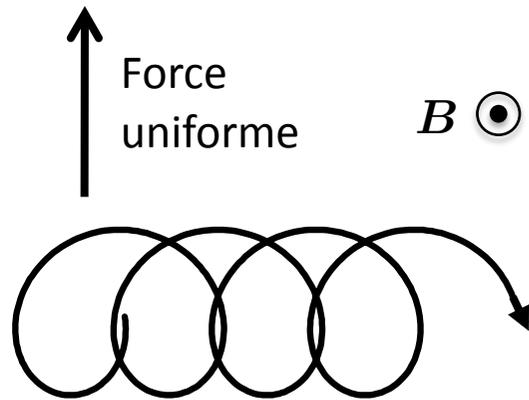
potentiel vecteur (jauge symétrique)
potentiel scalaire

Identique à l'hamiltonien d'une particule chargée dans un champ magnétique uniforme superposé au potentiel de confinement $V(\mathbf{r}) + V_{\text{centrif.}}(r)$

fréquence cyclotron équivalente : $\omega_c = \frac{qB}{M} = 2\Omega$

Rotation : Champ magnétique uniforme + potentiel d'expulsion quadratique

Force de Lorentz vs. force de Coriolis, courant de Hall et vents d'ouest



Anticyclone = zone de haute pression

Plan du cours

1. Physique dans un référentiel tournant

Force de Coriolis, potentiel centrifuge

2. Gaz quantique en rotation

Mise en évidence de la rotation, rotation critique

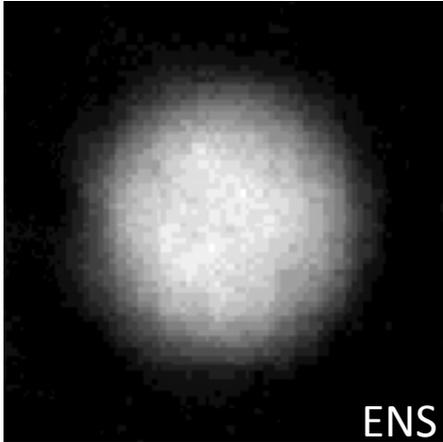
3. Le couplage d'un atome au rayonnement

*Atome « à deux niveaux », transitions Raman
Quelles sont les « bonnes » espèces ?*

4. Potentiels géométriques (vecteur et scalaire) induits par la lumière

Les premières expériences

Mise en rotation d'un gaz d'atomes froids



On part d'un piège aussi isotrope que possible dans le référentiel du laboratoire :

$$\frac{1}{2}M (\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2) \quad \omega_x \approx \omega_y$$

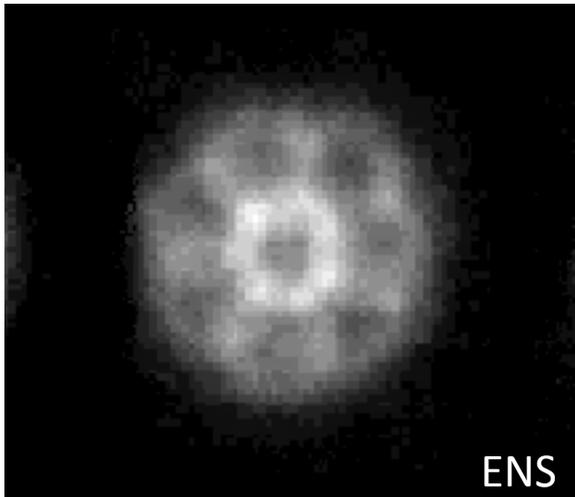
En pratique :

$\frac{\omega_x - \omega_y}{\bar{\omega}} \sim 10\%$	facile
$\sim 1\%$	difficile
$\sim 0.1\%$	tour de force

On ajoute un agitateur tournant de fréquence et d'amplitude contrôlées

- Faisceaux laser auxiliaires contrôlés par des déflecteurs acousto-optiques ou des miroirs mobiles
- Potentiels magnétiques additionnels créés par des courants oscillant dans le temps

Est-ce que ça marche ? Oui !



150 000 atomes de rubidium dans un piège isotrope

$$\frac{\omega_x}{2\pi} \approx \frac{\omega_y}{2\pi} \approx 170 \text{ Hz}$$

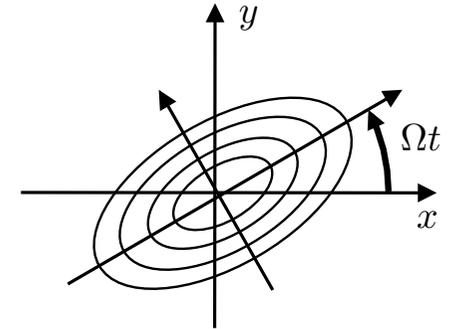
fréquence de rotation : $\frac{\Omega}{2\pi} = 130 \text{ Hz}$

Réseau de vortex ordonné : on verra plus tard que ce réseau est la signature du magnétisme orbital (naturel ou artificiel) dans un superfluide en interaction

Lien entre la densité de vortex ρ_v et la fréquence cyclotron équivalente ω_c

$$\rho_v = \frac{M\omega_c}{h} \quad \text{avec ici } \omega_c = 2\Omega$$

La rotation critique



Supposons que l'agitateur tournant soit un potentiel quadratique

$$V_0(\mathbf{r}) = \frac{1}{2}M\omega^2(x^2 + y^2)$$

isotrope

$$\delta V(x, y) = \frac{\epsilon}{2}M\omega^2(y^2 - x^2)$$

dans le référentiel tournant

Peut-on choisir les paramètres du problème pour atteindre le régime d'une particule libre en présence d'un champ magnétique ?

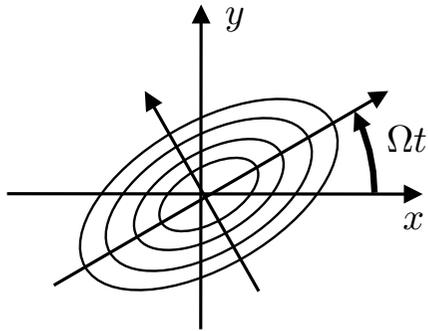
$$\hat{H} = \frac{(\hat{\mathbf{p}} - q\mathbf{A}(\hat{\mathbf{r}}))^2}{2M} + V_0(\mathbf{r}) + \delta V(\mathbf{r}) + V_{\text{centrif.}}(\mathbf{r}) \stackrel{?}{=} \frac{(\hat{\mathbf{p}} - q\mathbf{A}(\hat{\mathbf{r}}))^2}{2M}$$

$$q\mathbf{A} = M\Omega(-y\mathbf{u}_x + x\mathbf{u}_y) \quad V_{\text{centrif.}}(\mathbf{r}) = -\frac{1}{2}M\Omega^2 r^2$$

Il faut choisir simultanément

$$\left\{ \begin{array}{l} \Omega \rightarrow \omega \\ \epsilon \rightarrow 0 \end{array} \right.$$

Peut-on atteindre la rotation critique ?



$$\delta V(x, y) = \frac{\epsilon}{2} M \omega^2 (y^2 - x^2) \quad \left\{ \begin{array}{l} \Omega \rightarrow \omega \\ \epsilon \rightarrow 0 \end{array} \right.$$

- Si l'anisotropie tournante $\epsilon \rightarrow 0$, le gaz ne se met pas en rotation

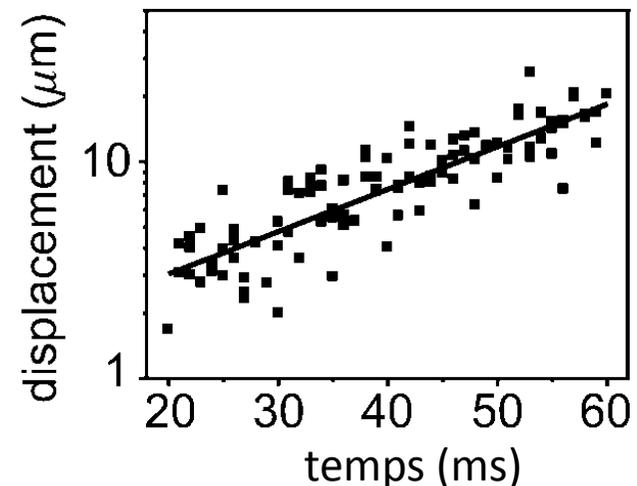
Pour imposer une rotation à la fréquence angulaire Ω avec l'agitateur, il faut une anisotropie tournante suffisante : $\epsilon > \epsilon_{\text{statique}}$

- Si $\Omega \rightarrow \omega$ pour une anisotropie ϵ fixée, instabilité dynamique !

Divergence exponentielle de la distance au centre du piège dans la zone :

$$\Omega/\omega \in [1 - \epsilon, 1 + \epsilon]$$

ENS, Rosenbusch *et al.*



Comment s'approcher malgré tout de la rotation critique ?

Boulder 2002-2006 : « evaporative spin-up »

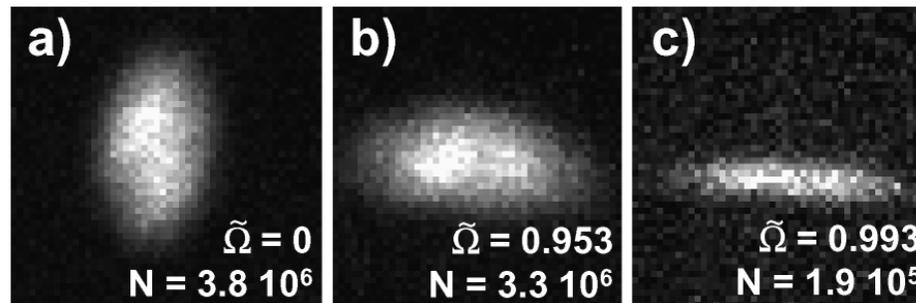
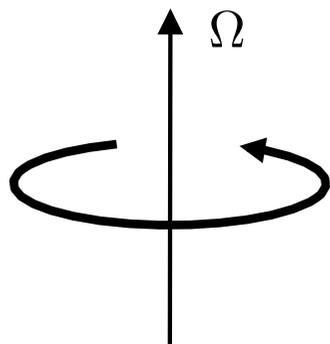
- on prépare un gaz tournant à vitesse modérée grâce à un agitateur tournant

$$\Omega \sim 0.7 \omega$$

- On coupe l'agitateur et on met en place une évaporation sélective au voisinage de l'axe de rotation

→ Les particules évaporées ont un moment cinétique inférieur à la moyenne

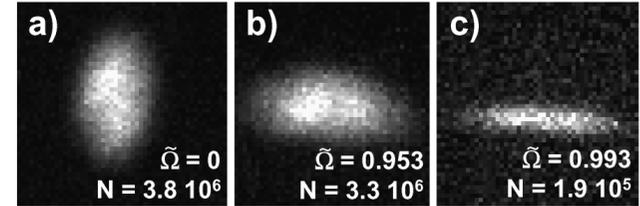
→ Le moment cinétique des particules restant dans le piège augmente avec le temps



$$L_z \approx 120 \hbar/\text{atome}$$

On peut atteindre ainsi le régime LLL (on y reviendra)

Comment décrire le système après « rotation par évaporation »



Il n'y a plus d'anisotropie tournante, donc pas de référentiel tournant privilégié

$$\text{Hamiltonien } \hat{H} = \hat{H}_{\text{labo.}} = \frac{\hat{p}^2}{2M} + V(r)$$

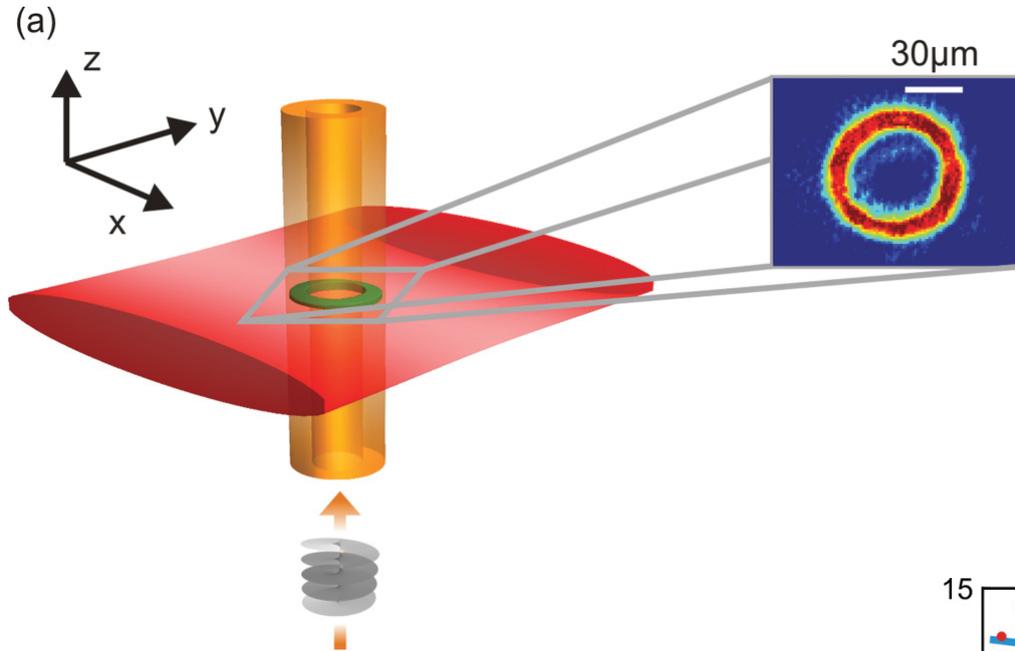
Pour trouver l'état d'équilibre du gaz, il faut prendre en compte le fait qu'on y a injecté du moment cinétique L_z (quantité conservée)

Méthode des multiplicateurs de Lagrange

L'état fondamental est obtenu en minimisant la moyenne de $\hat{H}_\Omega = \hat{H} - \Omega \hat{L}_z$
où Ω n'est plus une fréquence de rotation imposée, mais un multiplicateur de Lagrange permettant de rendre compte du moment cinétique moyen du système

**Similaire au passage de l'ensemble micro-canonique
à l'ensemble canonique en physique statistique**

Un autre moyen d'injecter du moment cinétique

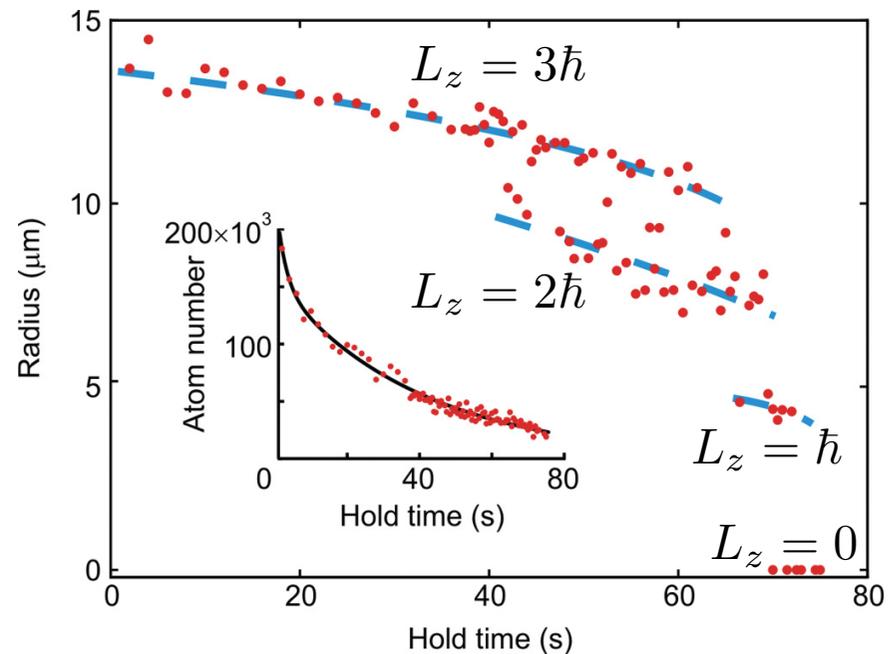


Hadzibabic et al., Cambridge

On part d'atomes (Rb) confinés dans un piège toroïdal

Au moyen d'une transition Raman impliquant des faisceaux de Laguerre-Gauss, on « imprime » une phase sur les atomes.

On peut aller jusqu'à $10\hbar$ par atome



Plan du cours

1. Physique dans un référentiel tournant

Force de Coriolis, potentiel centrifuge

2. Gaz quantique en rotation

Mise en évidence de la rotation, rotation critique

3. Le couplage d'un atome au rayonnement

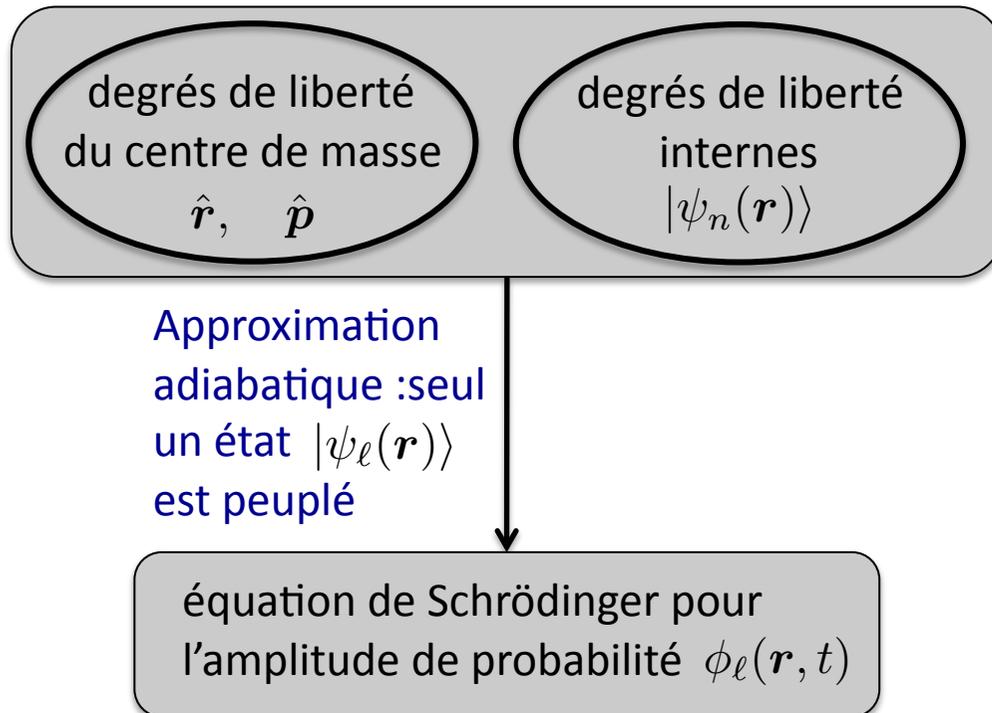
Atome « à deux niveaux », transitions Raman

Quelles sont les « bonnes » espèces ?

4. Potentiels géométriques (vecteur et scalaire) induits par la lumière

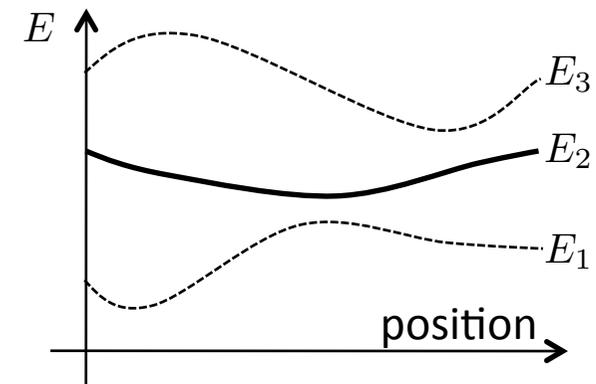
Les premières expériences

Rappel sur l'origine des champs de jauge géométriques



$$\hat{H}_{\text{tot}} = \frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2M} \otimes \hat{\mathbf{1}}_{\text{int}} + \hat{H}_{\text{int}}(\hat{\mathbf{r}})$$

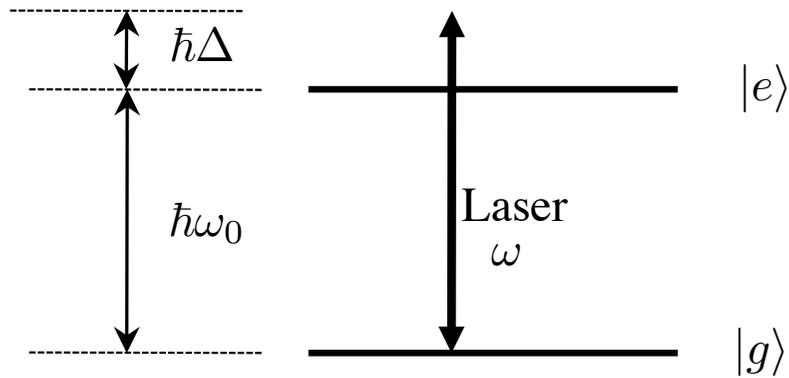
$$\hat{H}_{\text{int}}(\mathbf{r})|\psi_n(\mathbf{r})\rangle = E_n(\mathbf{r}) |\psi_n(\mathbf{r})\rangle$$



$$i\hbar \frac{\partial \phi_l}{\partial t} = \left[\frac{(\hat{\mathbf{p}} - \mathcal{A}_l(\mathbf{r}))^2}{2M} + E_l(\mathbf{r}) + \mathcal{V}_l(\mathbf{r}) \right] \phi_l(\mathbf{r}, t)$$

$$\begin{cases} \mathcal{A}_l(\mathbf{r}) & : \text{potentiel vecteur} \\ \mathcal{V}_l(\mathbf{r}) & : \text{potentiel scalaire} \end{cases}$$

La structure interne la plus simple : atome à deux niveaux



$$\hat{H}_{\text{interne}}(t) = \hat{H}_0 + \hat{V}_{\text{AL}}(t)$$

$$\hat{H}_0 = \frac{\hbar\omega_0}{2} (|e\rangle\langle e| - |g\rangle\langle g|)$$

$$\hat{V}_{\text{AL}}(t) = \underbrace{\frac{\hbar\kappa}{2} e^{-i\omega t} |e\rangle\langle g|}_{\text{absorption}} + \underbrace{\frac{\hbar\kappa^*}{2} e^{i\omega t} |g\rangle\langle e|}_{\text{émission stimulée}}$$

Fréquence de Rabi $\kappa \propto d \mathcal{E}$

dipôle atomique \nearrow \nwarrow champ électrique

On se ramène à un hamiltonien indépendant du temps par l'intermédiaire de l'approximation du champ tournant (valable si $|\Delta| \ll \omega_0$) :

$$\hat{\tilde{H}}_{\text{interne}} = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} \Delta & \kappa^* \\ \kappa & -\Delta \end{pmatrix}$$

$$\Delta = \omega - \omega_0$$

pour une onde plane: $\kappa(\mathbf{r}) = \kappa_0 e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}$

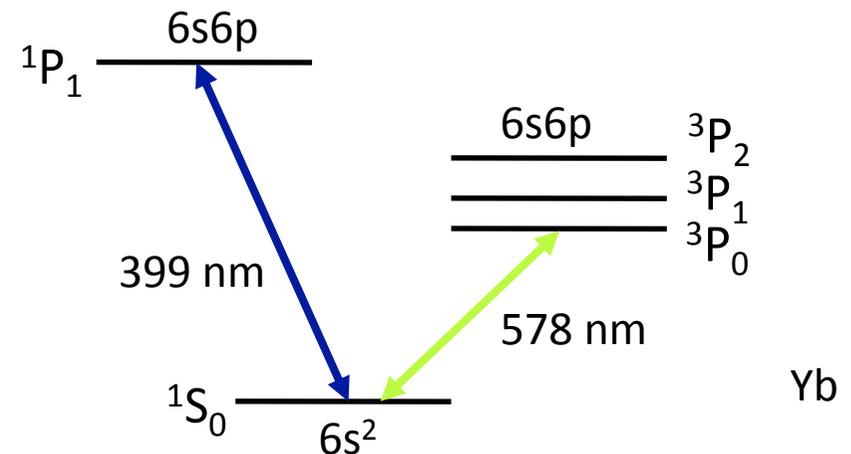
Pour quelles espèces atomiques le schéma à deux niveaux est-il pertinent ?

→ On veut que les niveaux habillés varient « vite » dans l'espace, pour que les champs de jauge qui font intervenir $|\nabla\psi_e\rangle$ soient significatifs

Il faut des grands vecteurs d'onde k , donc des transitions optiques (pas de transitions dans le domaine radiofréquence ou micro-onde)

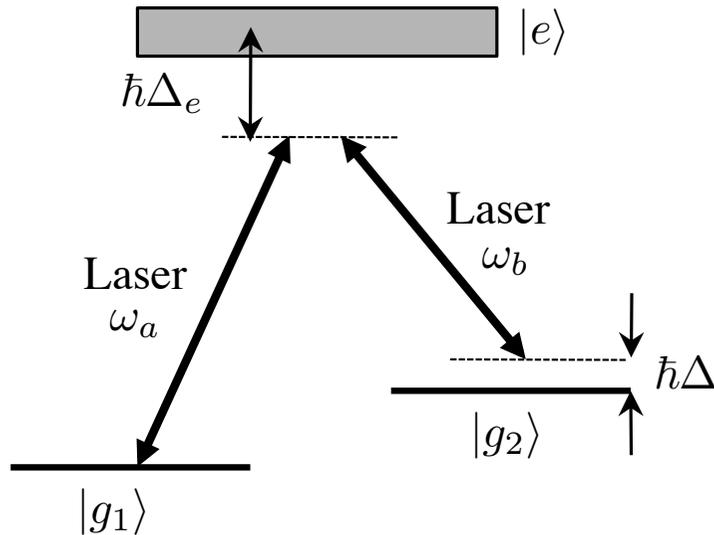
→ On ne veut pas que les processus d'émission spontanée se produisent avec une probabilité appréciable sur la durée de l'expérience (de l'ordre de la seconde)

Atomes à deux électrons externes
présentant une transition très fine
(transition d'horloge) :
Mg, Ca, Sr, Hg, Yb



Problème : collisions inélastiques $^3P_0 + ^3P_0$ (OK pour des expériences sur réseau)

Pour aller au delà du schéma à deux niveaux : les transitions Raman



L'état excité n'est peuplé que virtuellement.

On l'élimine adiabatiquement pour se ramener à un couplage effectif entre $|g_1\rangle$ et $|g_2\rangle$

$$\frac{\hbar\kappa_{\text{eff}}}{2} = \left(\frac{\hbar\kappa_a}{2}\right)_{g_1 \leftrightarrow e} \times \frac{1}{\hbar\Delta_e} \times \left(\frac{\hbar\kappa_b^*}{2}\right)_{e \leftrightarrow g_2}$$

Hamiltonien effectif dans le sous-espace $|g_1\rangle, |g_2\rangle$

$$\hat{H}_{\text{interne}} = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} \Delta & \kappa_{\text{eff}}^* \\ \kappa_{\text{eff}} & -\Delta \end{pmatrix}$$

Δ : désaccord Raman

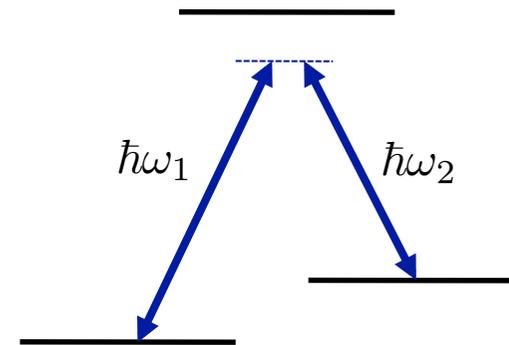
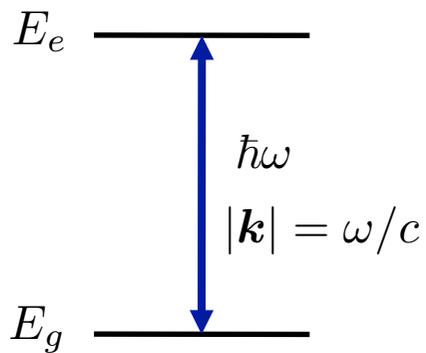
$$\Delta = \hbar(\omega_a - \omega_b) - (E_2 - E_1)$$

Les déplacement lumineux des niveaux g_1 et g_2 doivent aussi être inclus dans Δ

Les avantages d'une transition Raman

→ Réduction de l'émission spontanée

→ Découplage entre transfert d'énergie et transfert d'impulsion



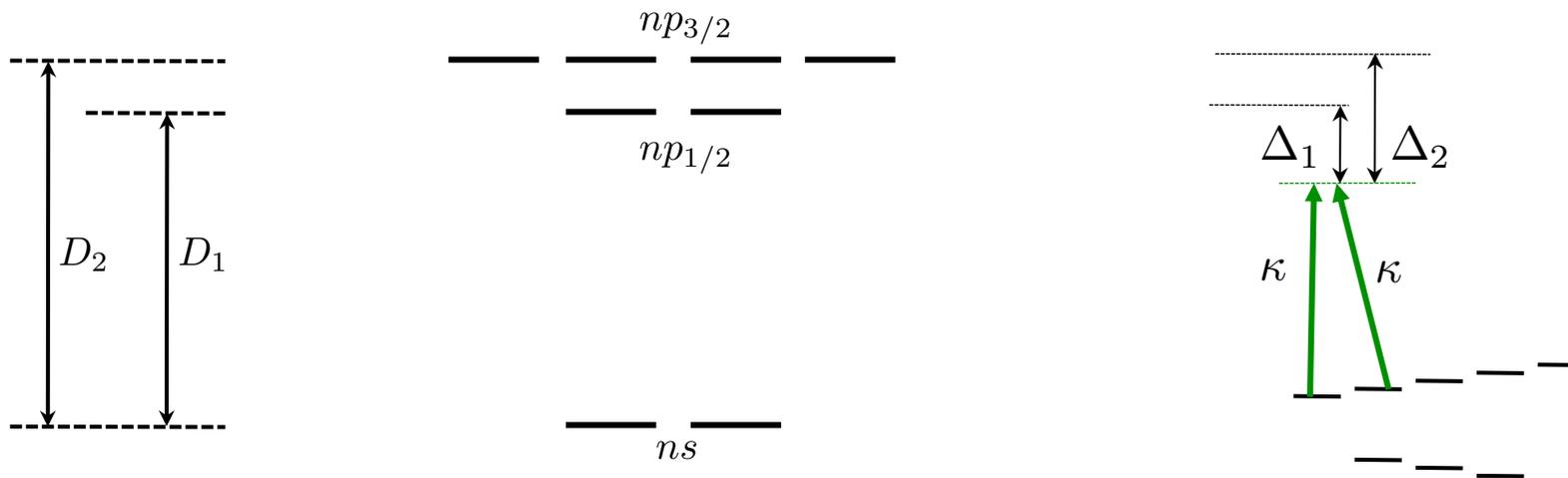
$\omega_1 - \omega_2$ est fixé, mais le transfert d'impulsion $|\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2|$ peut prendre toutes les valeurs entre

$$(\omega_1 - \omega_2)/c \quad \text{et} \quad (\omega_1 + \omega_2)/c$$

Atomes alcalins et transitions Raman

Les atomes alcalins (Na, K, Rb, Cs) n'ont pas de raies suffisamment étroites : le recours à une transition Raman est indispensable.

Est-ce suffisant ? L'émission spontanée est-elle négligeable ?



Fréquence de Rabi effective: $\kappa_{\text{eff}} \sim \kappa^2 \left(\frac{1}{\Delta_2} - \frac{1}{\Delta_1} \right)$

Taux d'émission spontanée: $\gamma \sim \Gamma \kappa^2 \left(\frac{1}{\Delta_1^2} + \frac{1}{\Delta_2^2} \right)$

Γ^{-1} : durée de vie de l'état excité

Facteur de mérite : $\mathcal{M} = \frac{\kappa_{\text{eff}}}{\gamma}$

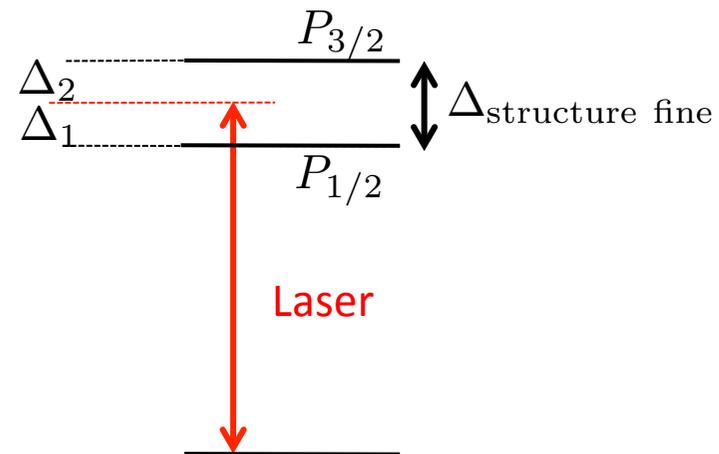
Facteur de mérite pour les alcalins

$$\mathcal{M} = \frac{\kappa_{\text{eff}}}{\gamma} \quad \left\{ \begin{array}{l} \kappa_{\text{eff}} \sim \kappa^2 \left(\frac{1}{\Delta_2} - \frac{1}{\Delta_1} \right) \quad \text{couplage effectif} \\ \gamma \sim \Gamma \kappa^2 \left(\frac{1}{\Delta_1^2} + \frac{1}{\Delta_2^2} \right) \quad \text{taux d'émission spontanée} \end{array} \right.$$

Même variation avec l'intensité lumineuse κ^2 pour κ_{eff} et γ : \mathcal{M} n'en dépend donc pas

Désaccord optimal : $\Delta_1 \approx -\Delta_2$

$$\mathcal{M} \sim \frac{\Delta_{\text{s.f.}}}{\Gamma}$$



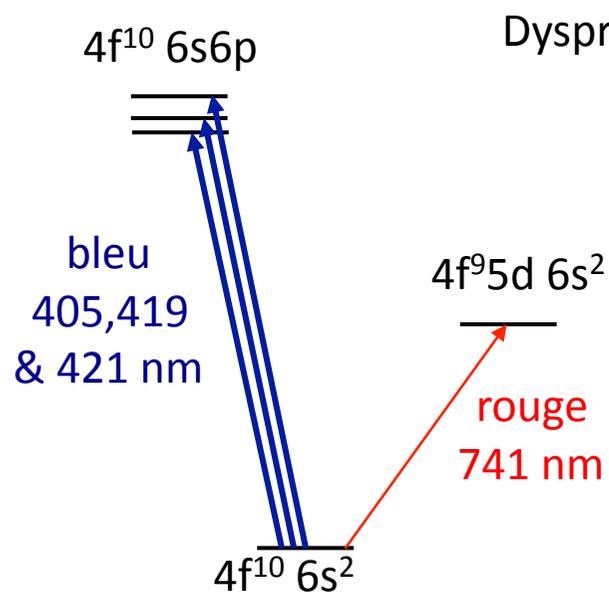
On vise typiquement $\hbar\kappa_{\text{eff}} \sim E_{\text{recul}} = \frac{\hbar^2 k^2}{2M}$

Bosons, ^{87}Rb : 15 nK/seconde : marginal...

Fermions, ^{40}K : 700 nK/s : trop grand !

Lanthanides (erbium, dysprosium) et transitions Raman

Atomes à deux électrons externes + couche interne incomplète (bosons/fermions)



Moment cinétique orbital non nul ($L = 6$)
pour l'état fondamental

→ Les différents sous-niveaux fondamentaux
peuvent être couplés par une transition Raman

Raie de résonance bleue large (30 MHz)

Raie rouge relativement étroite (2 kHz)

Avec un laser de couplage Raman proche de la raie rouge, on atteint
un facteur de mérite 30 à 100 fois meilleur que celui du rubidium

Atomes très prometteurs pour les prochaines générations d'expérience

Plan du cours

1. Physique dans un référentiel tournant

Force de Coriolis, potentiel centrifuge

2. Gaz quantique en rotation

Mise en évidence de la rotation, rotation critique

3. Le couplage d'un atome au rayonnement

*Atome « à deux niveaux », transitions Raman
Quelles sont les « bonnes » espèces ?*

4. Potentiels géométriques (vecteur et scalaire) induits par la lumière

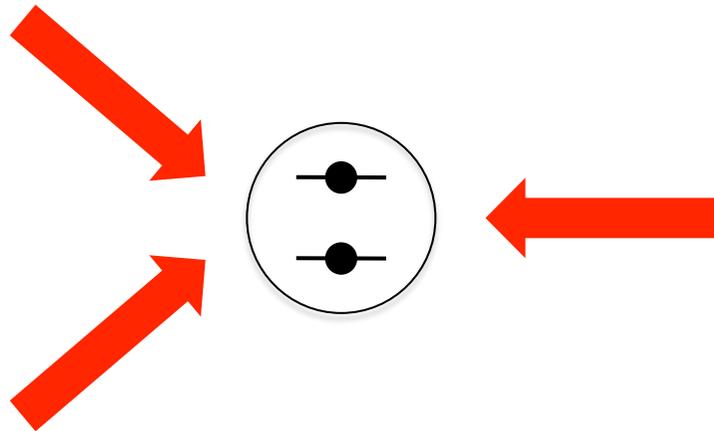
Les premières expériences

Etats habillés dépendant de la position

Dum & Olshanii, 1996

Hamiltonien interne de l'atome couplé au rayonnement :

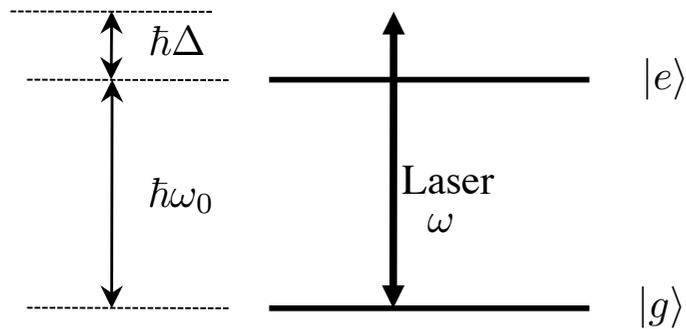
- matrice 2×2 pour le cas d'un atome « à deux niveaux »
- matrice $(2F+1) \times (2F+1)$ pour un niveau de moment cinétique F (transitions Raman)



Dépendance par rapport à la position de l'atome :

- de la phase des faisceaux laser $e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}$
- de leur intensité $\propto |\kappa(\mathbf{r})|^2$
- d'un éventuel gradient de polarisation $\varepsilon(\mathbf{r})$
- du désaccord si les niveaux d'énergie de l'atome varient dans l'espace

Expressions explicites pour un atome à deux niveaux



$$\hat{H}_{\text{interne}} = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} \Delta & \kappa^* \\ \kappa & -\Delta \end{pmatrix}$$

$$= \frac{\hbar\Omega}{2} \begin{pmatrix} \cos\theta & e^{-i\phi} \sin\theta \\ e^{i\phi} \sin\theta & -\cos\theta \end{pmatrix}$$

$$\Omega = \sqrt{\Delta^2 + |\kappa|^2}$$

fréquence de Rabi
généralisée

$$\tan\theta = |\kappa|/\Delta$$

θ : angle de
mélange

$$\kappa = |\kappa| e^{i\phi}$$

ϕ : angle de
phase

Etats habillés :

$$|\psi_+\rangle = \begin{pmatrix} \cos(\theta/2) \\ e^{i\phi} \sin(\theta/2) \end{pmatrix} \quad |\psi_-\rangle = \begin{pmatrix} \sin(\theta/2) \\ -e^{i\phi} \cos(\theta/2) \end{pmatrix}$$

Potentiel vecteur :

$$\mathcal{A}_{\pm}(\mathbf{r}) = -\frac{\hbar}{2} (1 \mp \cos\theta) \nabla\phi$$

Il faut un gradient de phase

Potentiel scalaire :

$$\mathcal{V}_{\pm}(\mathbf{r}) = \frac{\hbar^2}{8M} \left[(\nabla\theta)^2 + \sin^2\theta (\nabla\phi)^2 \right]$$

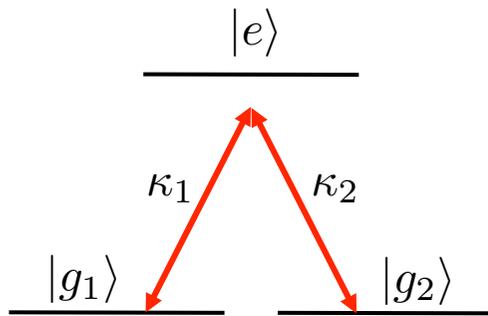
*Bosse de potentiel là où
les états habillés varient vite*

L'idée de Olshanii & Dum : utiliser le potentiel scalaire

Suivi adiabatique de l'état habillé $|\psi_\ell\rangle$

$$i\hbar \frac{\partial \phi_\ell}{\partial t} = \left[\frac{(\hat{\mathbf{p}} - \mathcal{A}_\ell(\mathbf{r}))^2}{2M} + E_\ell(\mathbf{r}) + \mathcal{V}_\ell(\mathbf{r}) \right] \phi_\ell(\mathbf{r}, t) \quad \begin{cases} \mathcal{A}_\ell(\mathbf{r}) : \text{potentiel vecteur} \\ \mathcal{V}_\ell(\mathbf{r}) : \text{potentiel scalaire} \end{cases}$$

Dum & Olshanii étaient intéressés par le potentiel scalaire pour un « *état noir* »



Couplage atome-lumière :

$$V_{A-L} = \frac{\hbar\kappa_1}{2} |e\rangle\langle g_1| + \frac{\hbar\kappa_2}{2} |e\rangle\langle g_2| + \text{h.c.}$$

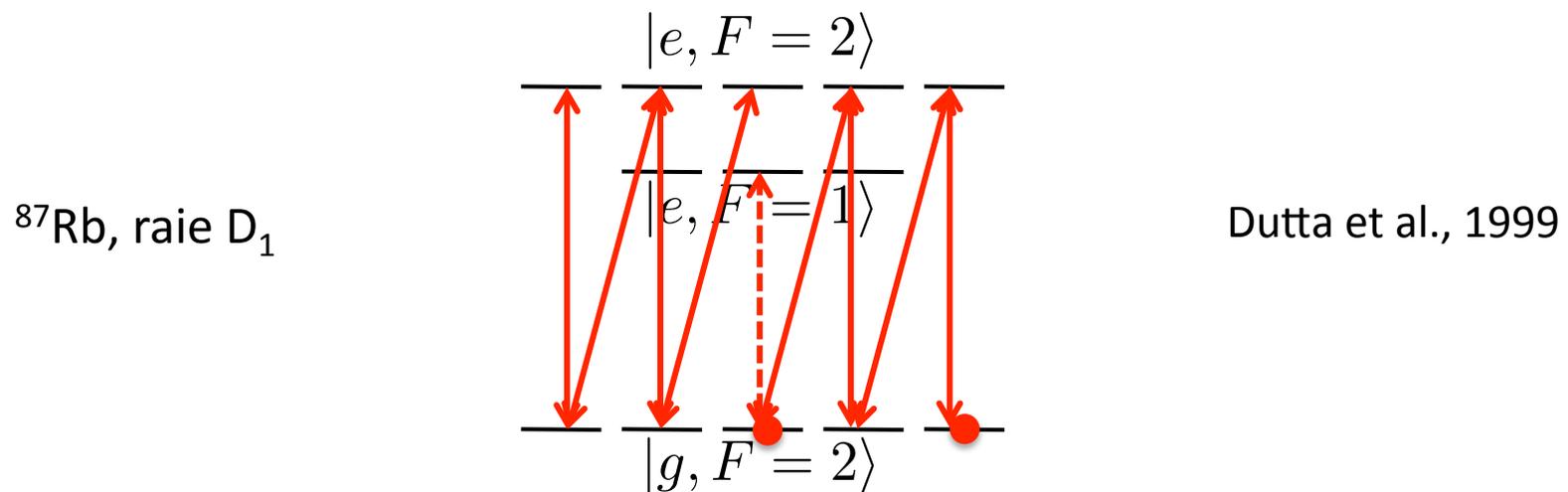
Sur les trois états habillés, l'un est toujours d'énergie E_ℓ nulle

état *non-couplé* ou *noir* : $|\psi_{NC}\rangle \propto \kappa_2|g_1\rangle - \kappa_1|g_2\rangle \quad V_{A-L}|\psi_{NC}\rangle = 0$

Pourtant, un atome préparé dans cet état peut ressentir une force si $\mathcal{V}_\ell(\mathbf{r}) \neq 0$

Première mise en évidence expérimentale d'un potentiel géométrique avec des atomes froids

Recherche d'une situation à « état noir » comme dans la proposition de Dum & Olshanii

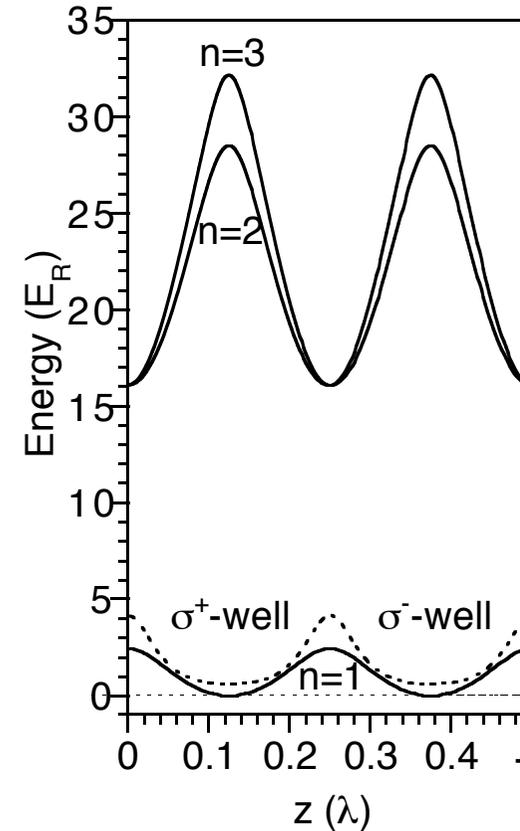
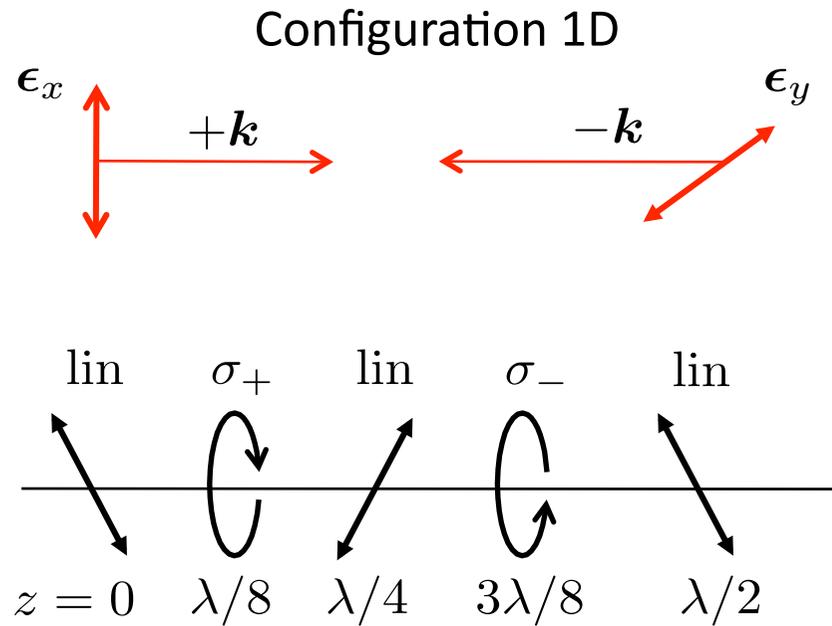


On peut montrer que la transition $|g, F=2\rangle \leftrightarrow |e, F=2\rangle$ présente toujours un état noir.

La présence relativement proche de l'état $|e, F=1\rangle$ vient perturber la « noirceur » de l'état

Etat gris

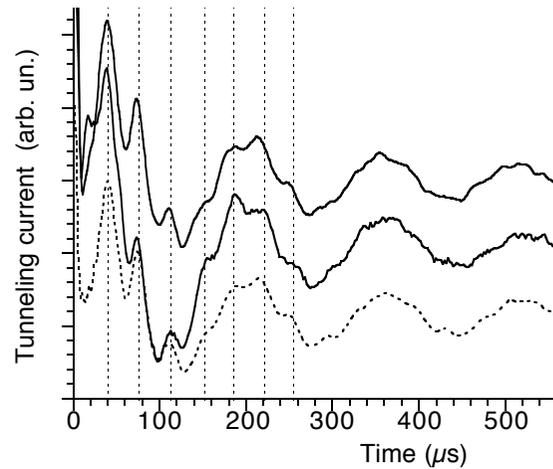
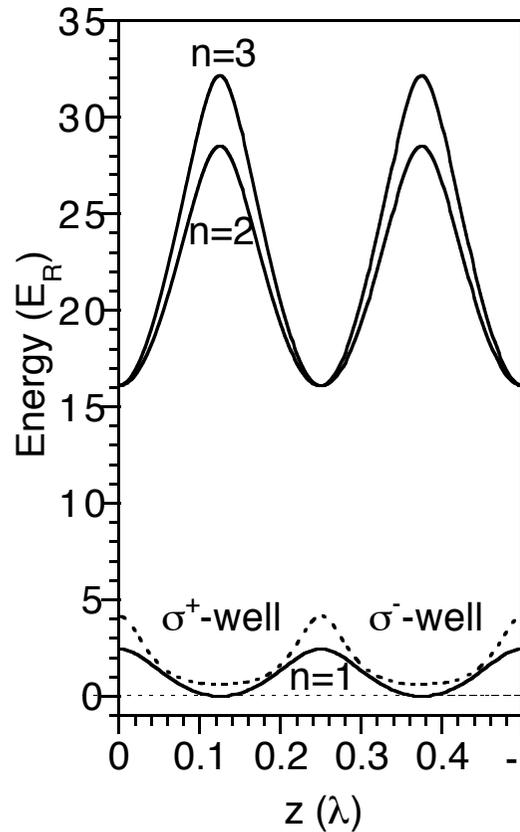
La configuration choisie par Dutta et al., 1999



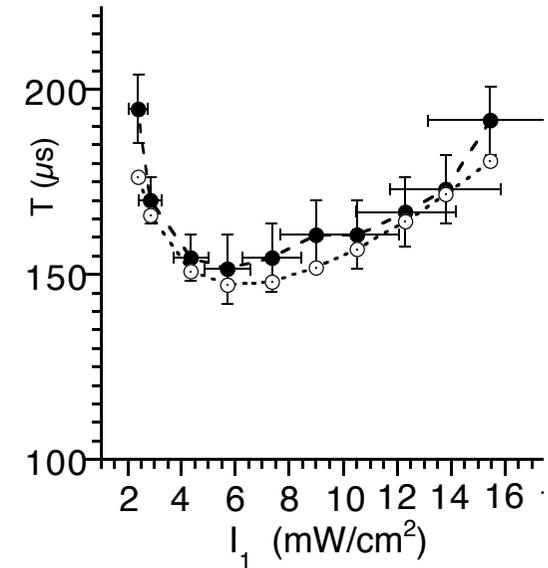
Pointillé : potentiel scalaire
$$\mathcal{V}_\ell(\mathbf{r}) = \frac{\hbar^2}{2M} \sum_{n \neq \ell} |\langle \nabla \psi_\ell | \psi_n \rangle|^2$$

Trait plein : modulation résiduelle de $E_\ell(\mathbf{r})$ due à l'effet parasite de $|e, F = 1\rangle$

Le résultat de Dutta et al.



Courant tunnel entre les puits σ^+ et σ^-



Variation du temps tunnel en fonction de l'intensité lumineuse



Révèle la présence d'une barrière de potentiel qui ne tend vers 0 quand on abaisse l'intensité lumineuse !

Bilan (provisoire)

Nous avons détaillé un premier moyen de simuler le magnétisme pour un gaz d'atomes : mise en rotation

force de Lorentz  **force de Coriolis**

Nous avons commencé à explorer un deuxième moyen utilisant la dépendance en position des états internes d'un atome, « habillés » par un faisceau lumineux

- Identification de transitions atomiques prometteuses
- Expressions explicites des potentiels de jauge pour un atome « à deux niveaux »
- Premières expériences sur le potentiel scalaire