

Visées scientifiques : Production et étude d'un condensat de Bose Einstein et d'une mer de Fermi dipolaires. Le caractère dipolaire du Chrome change les propriétés physiques de ces systèmes.

Pourquoi le chrome ?

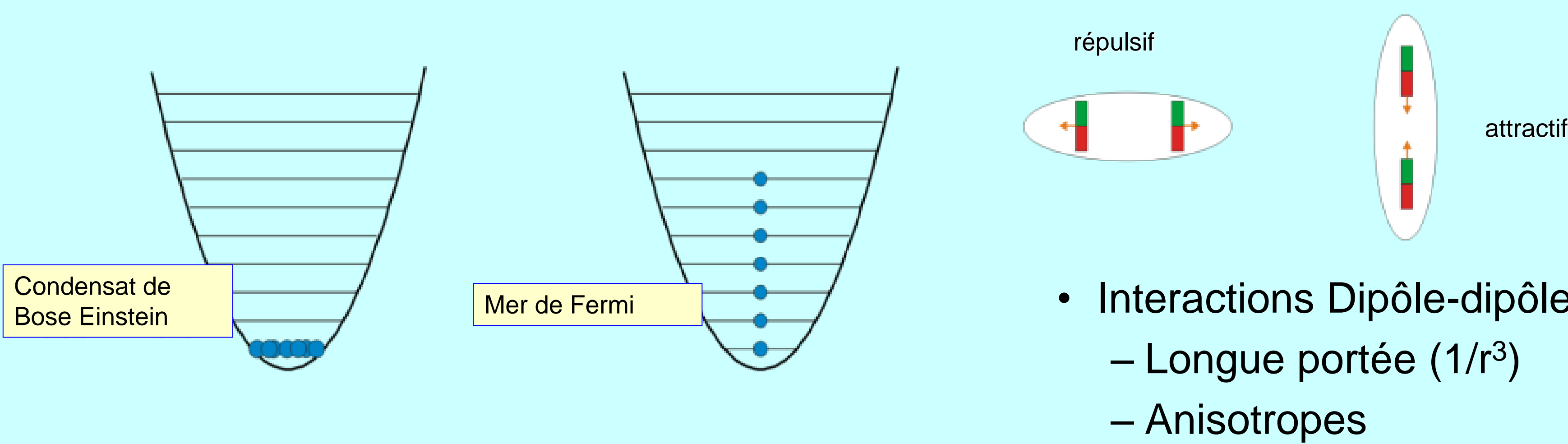
▪ **fort moment magnétique** $6\mu_B$

➢ **fortes interactions dipôle – dipôle magnétiques**
➢ **physique des spins (BEC à multi composantes avec $F = 3$)**

▪ **Cr possède un isotope bosonique (^{52}Cr) et fermionique (^{53}Cr) en grande abondance naturelle (resp. 84 % et 10 %)**

➢ **Etude de gaz ultra froids dipolaires bosoniques et fermioniques**

➢ **Possibilité d'étudier un mélange de gaz quantiques dégénérés dipolaires (BEC et Mer de Fermi)**

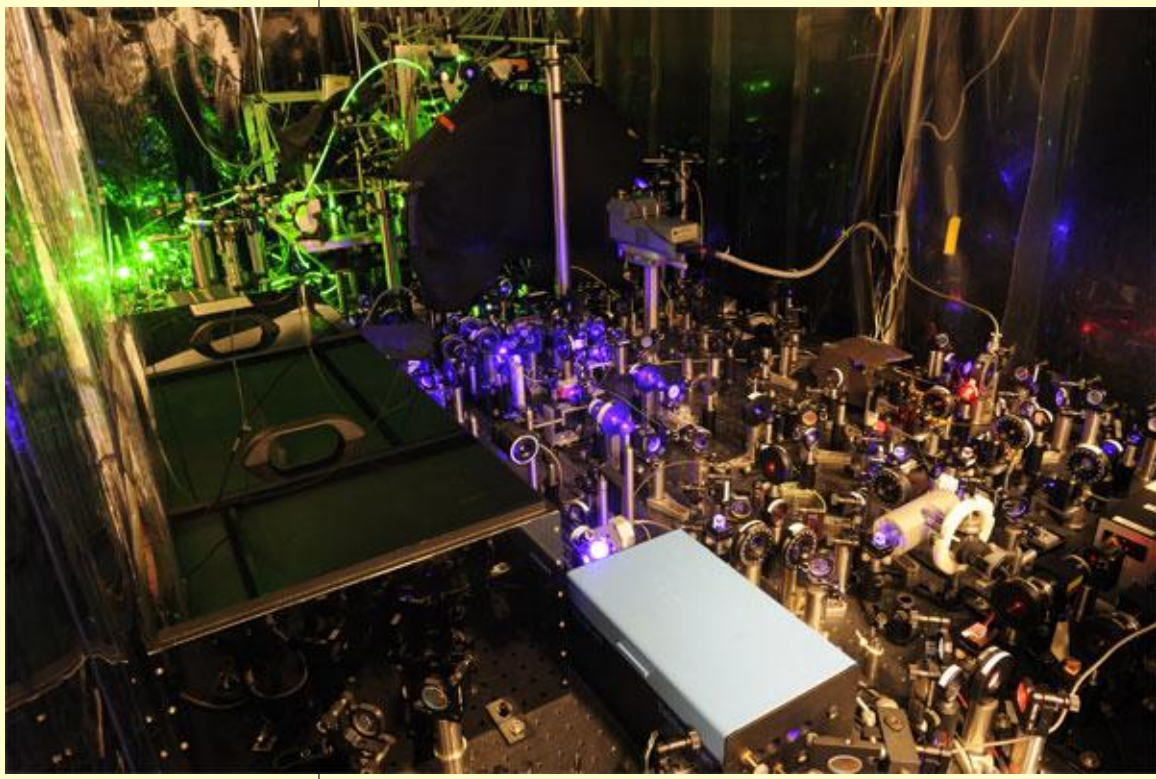
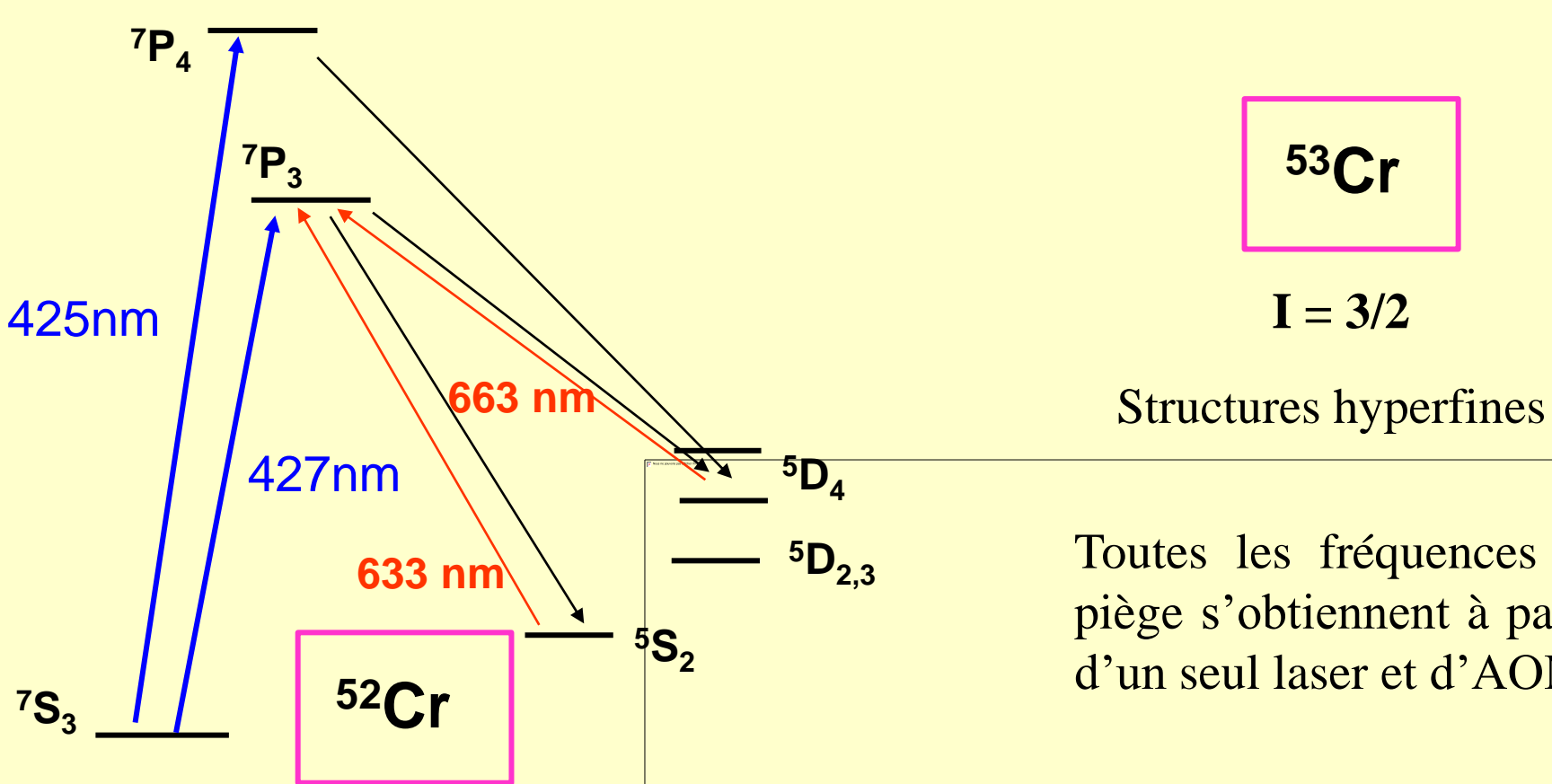


- Interactions Dipôle-dipôle :
 - Longue portée ($1/r^3$)
 - Anisotropes

Particularités du chrome

- difficile d'obtenir un jet atomique : point de fusion élevé (1700°).
- les MOTs de chrome sont petits avec un nombre d'atomes relativement faible (fort taux de pertes par collisions assistées par la lumière).
- la présence d'états métastables engendre des difficultés mais également des solutions!
- nombreuses collisions inélastiques dans l'état stable (échange de spin / dipolaire) rendant la condensation dans un piège magnétique impossible.

Schéma des transitions de l'atome de chrome



Chargement du Piège Magnéto-Optique et du piège optique 1D

Bosons : Nombre d'atomes ^{52}Cr : **4.10⁶** **Fermions :** Nombre d'atomes ^{53}Cr : **4.10⁵**

Nombre limité d'atomes (petit MOT) mais taux de chargement suffisant au chargement d'un piège optique 1D. Température du MOT : **110 μK** .

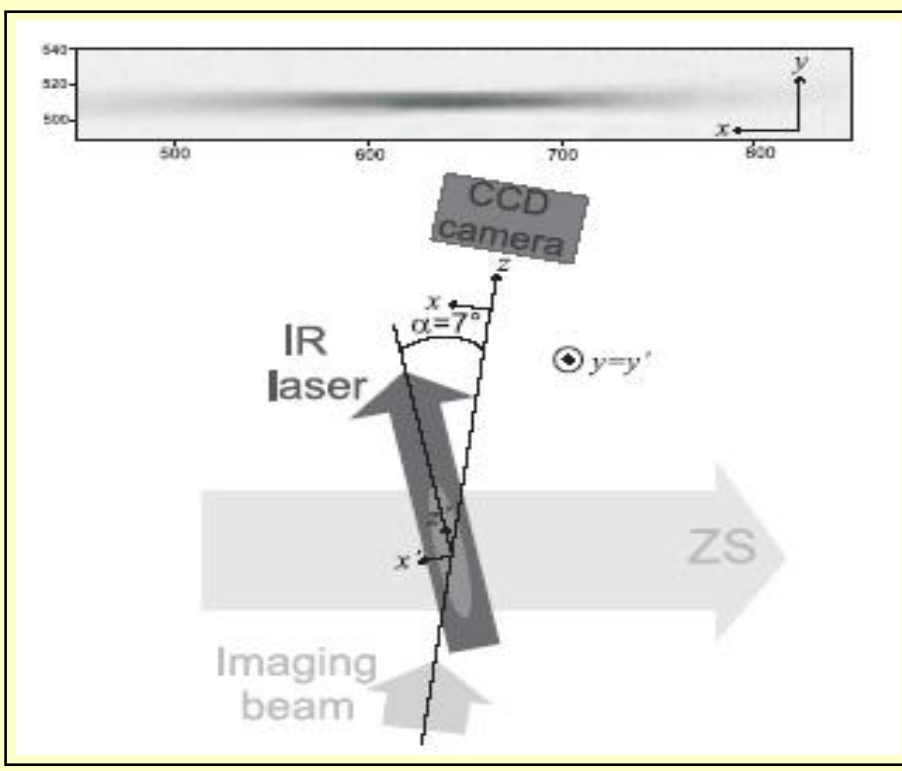
Cf. [R. Chicireanu](#) et al., Phys. Rev. A **73**, 053406 (2006)

Chargement du piège optique 1D

▪ Accumulation dans les états métastables (moins de collisions inélastiques).

▪ Dépompage des atomes vers $^5\text{S}_2$, état plus avantageux pour le piégeage optique.

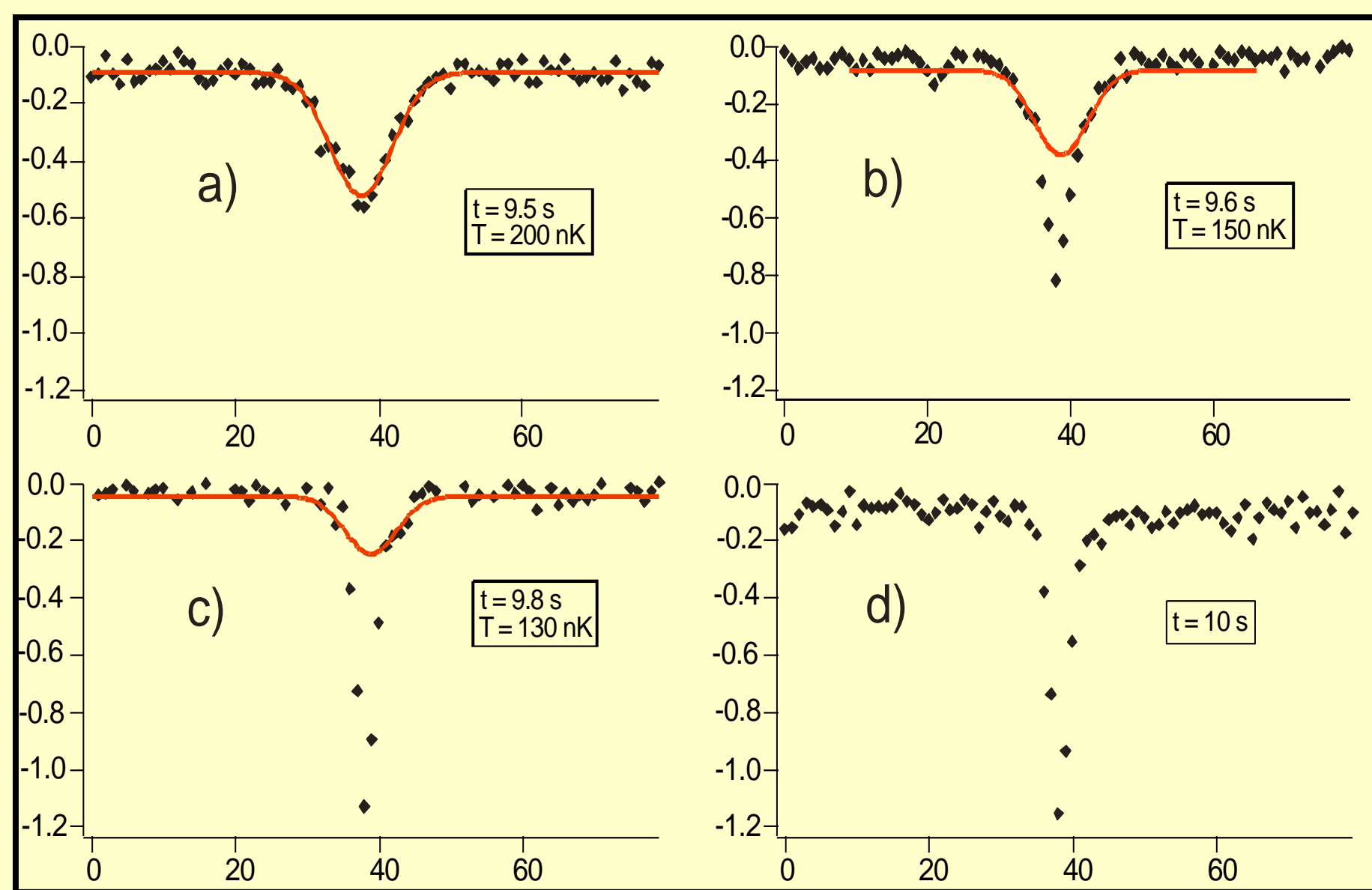
▪ Les atomes dans les états métastables sont piégés dans un piège 1D superposé au MOT (profondeur du piège : 500 μK) en 400 ms.



- [Q. Beauvils](#), et al, Phys. Rev. A, **77**, 053413 (2008)
- [R. Chicireanu](#), et al., Euro. Phys. J D **45**, 189 (2007)

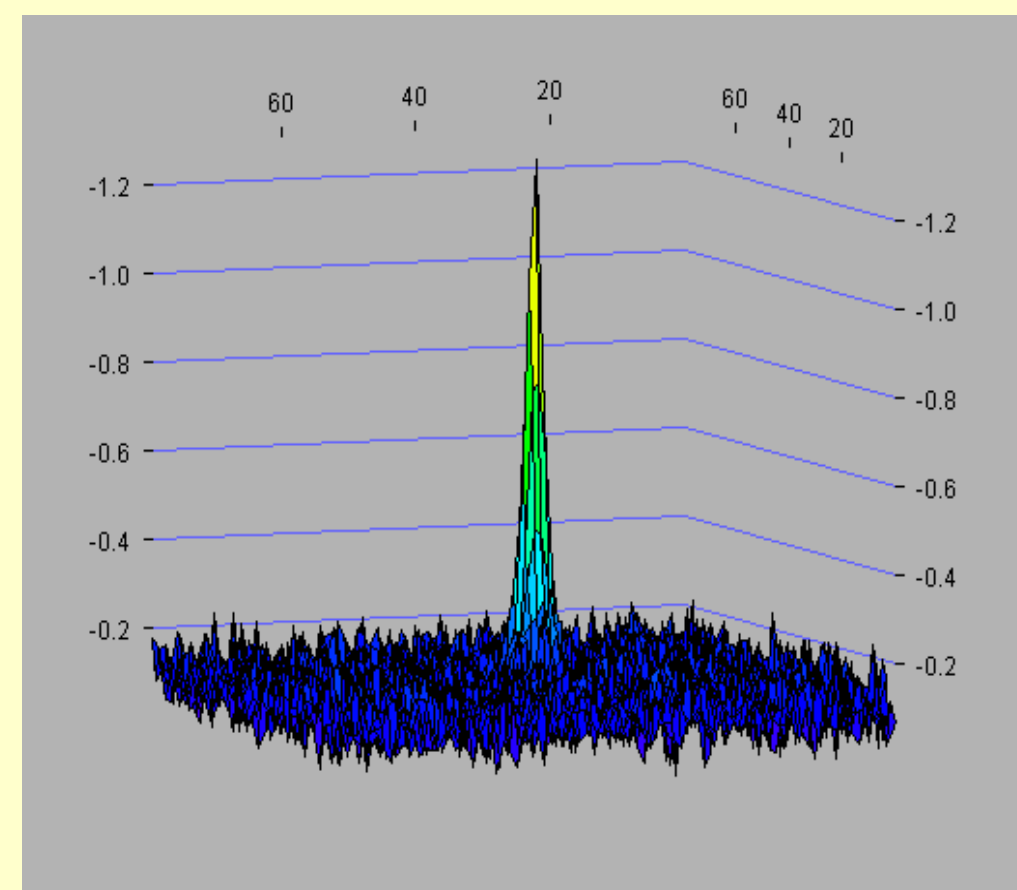
Condensat de Bose-Einstein « tout optique » du Chrome

- Après le chargement du piège 1D, nous repompons dans l'état fondamental ($m = -3$) et nous formons un **piège optique croisé** à l'aide du laser IR.
- On diminue la puissance du laser IR de 35 W jusqu'à 500 mW en 10 s.



- [Q. Beauvils](#), et al, Phys. Rev. A, **77**, 061601 (2008)

Transition BEC à 110 nK

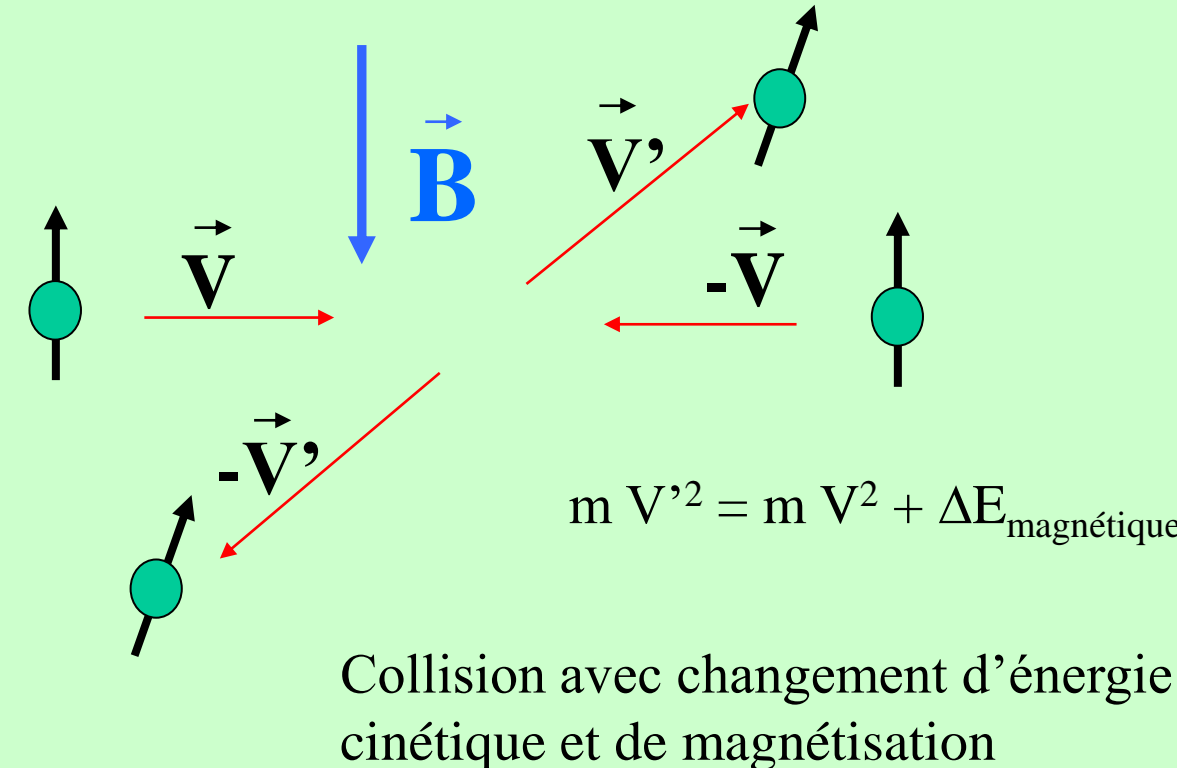


Premiers signaux - 17 novembre 2007

- Durée totale du cycle d'évaporation environ 14s.
- Rayon de Thomas Fermi de l'ordre de 4 à 5 μm , densités pics $6 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ et potentiels chimiques 800Hz.
- Fréquences nécessaire au piégeage optique 110Hz, 100Hz et 150 Hz
- Nombre moyen d'atomes dans le BEC ~15 000

La relaxation dipolaire :

une collision inélastique...



Collision avec changement d'énergie cinétique et de magnétisation

...s'accompagnant de la création de moment orbital

Par conservation du moment, la relaxation dipolaire est accompagnée de $\Delta\ell = 2$, de telle façon que l'état produit est en $\ell = 2$ pour un état initial $\ell = 0$.

...permettant l'observation de l'effet Einstein de Haas?

Observation de l'effet **Einstein de Haas**, un effet qui n'a pas encore été observé dans les gaz froids, mais qui a été prédit par de nombreux auteurs pour des gaz dipolaires, en utilisant la relaxation dipolaire.

Exemple: Kawagushi et al, PRL **96**, 080405 (2006)

Mesure des taux de relaxation dipolaire dans un tube 1D

Deux voies de relaxation:

$$\begin{aligned} | +3, +3, \ell = 0, m_\ell = 0 \rangle &\xrightarrow{(1)} \frac{| +3, +2 \rangle + | +2, +3 \rangle}{\sqrt{2}} | \ell = 2, m_\ell = 1 \rangle \\ &\xrightarrow{(2)} | +2, +2, \ell = 2, m_\ell = +2 \rangle \end{aligned}$$

$$\frac{\hbar^2 k_f^2}{m} = \frac{\hbar^2 k_i^2}{m} + \Delta E^j \quad \Delta E^j = \mu_B B \quad \Delta E^2 = 2\mu_B B$$

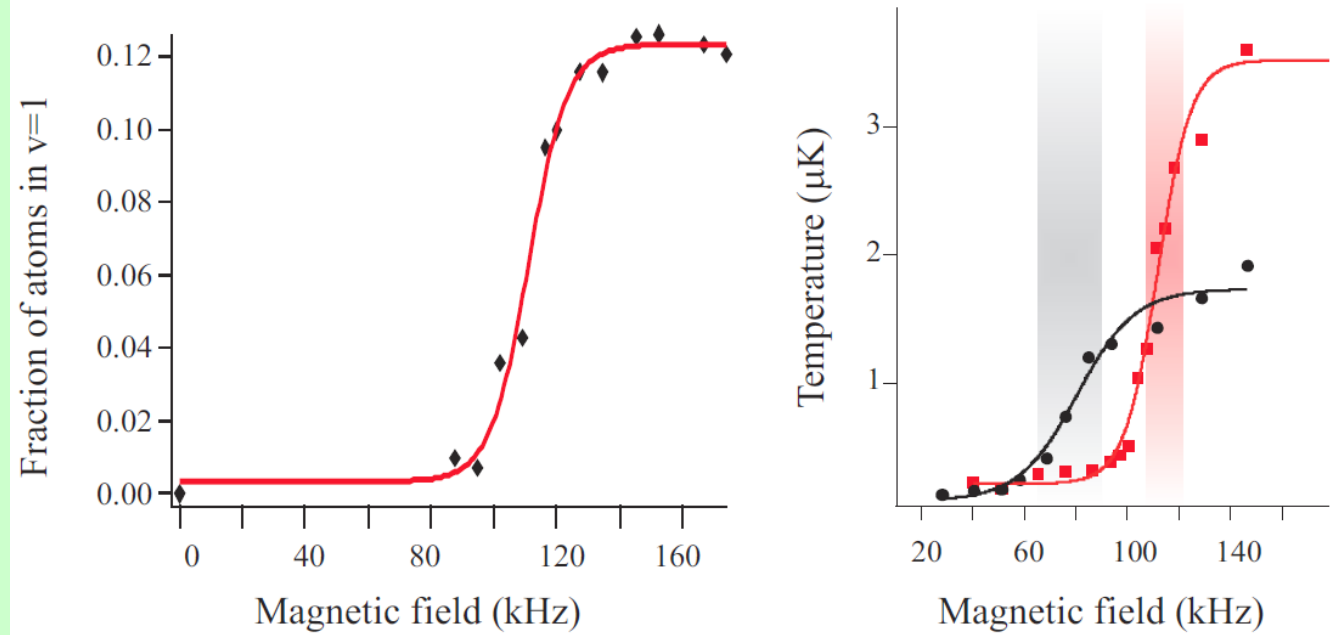
Conséquence de la réduction de la dimension:

Etude précédente à 2D dans notre groupe:

- [B. Pasquiou](#), et al, Phys. Rev. A, **81**, 042716 (2010)

On charge le BEC dans un réseau optique 2D, donc des tubes 1D.

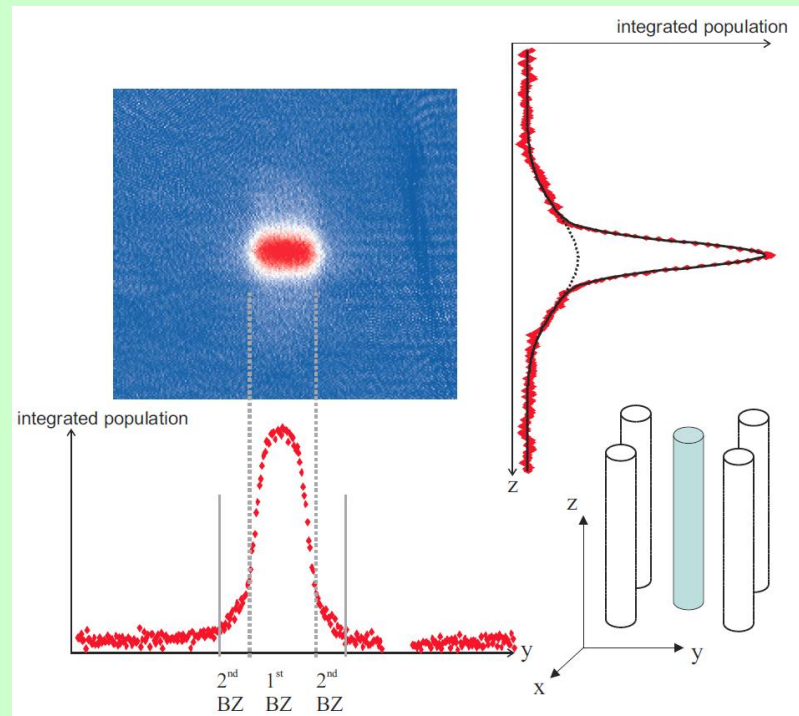
Si $\hbar\omega_{\text{seuil}} < g\mu_B B$, l'énergie cinétique gagnée lors de la collision est insuffisante pour atteindre l'état final : **apparition d'un seuil de relaxation dipolaire**, dépendant de la profondeur des réseaux.



La suppression de la relaxation dipolaire permet notamment l'étude de la **physique des spineurs** sans subir les pertes ou le chauffage dus à la relaxation dipolaire. Le passage à des réseaux 3D doit permettre de créer de la relaxation dipolaire de façon **résonnante**.

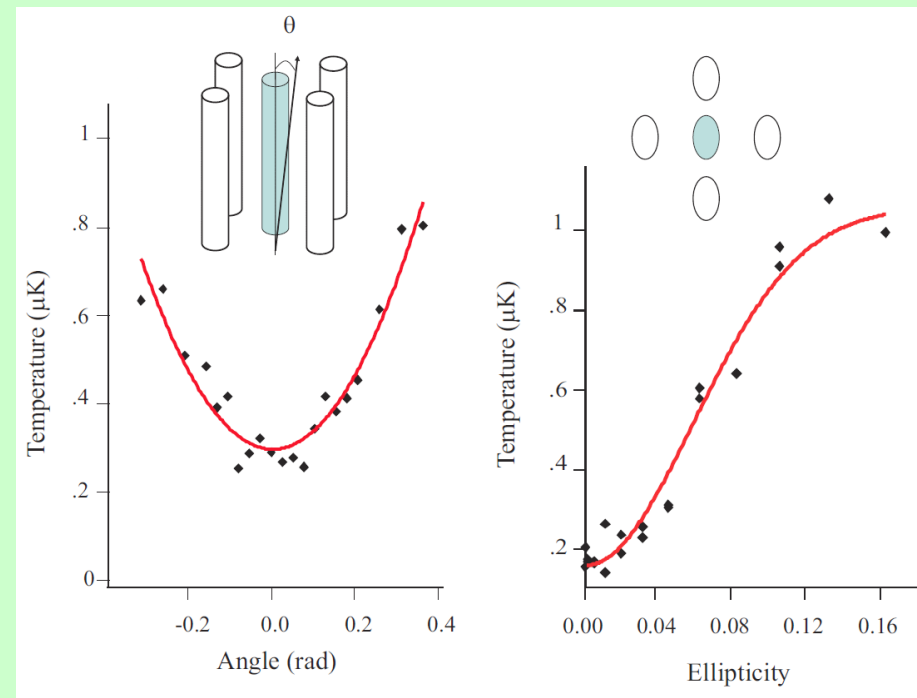
Méthode d'observation:

On image notre BEC par band mapping, ce qui nous permet d'obtenir les populations des deux canaux de relaxation dipolaire (température et population dans $v=1$).



Aspect géométrique du processus collisionnel:

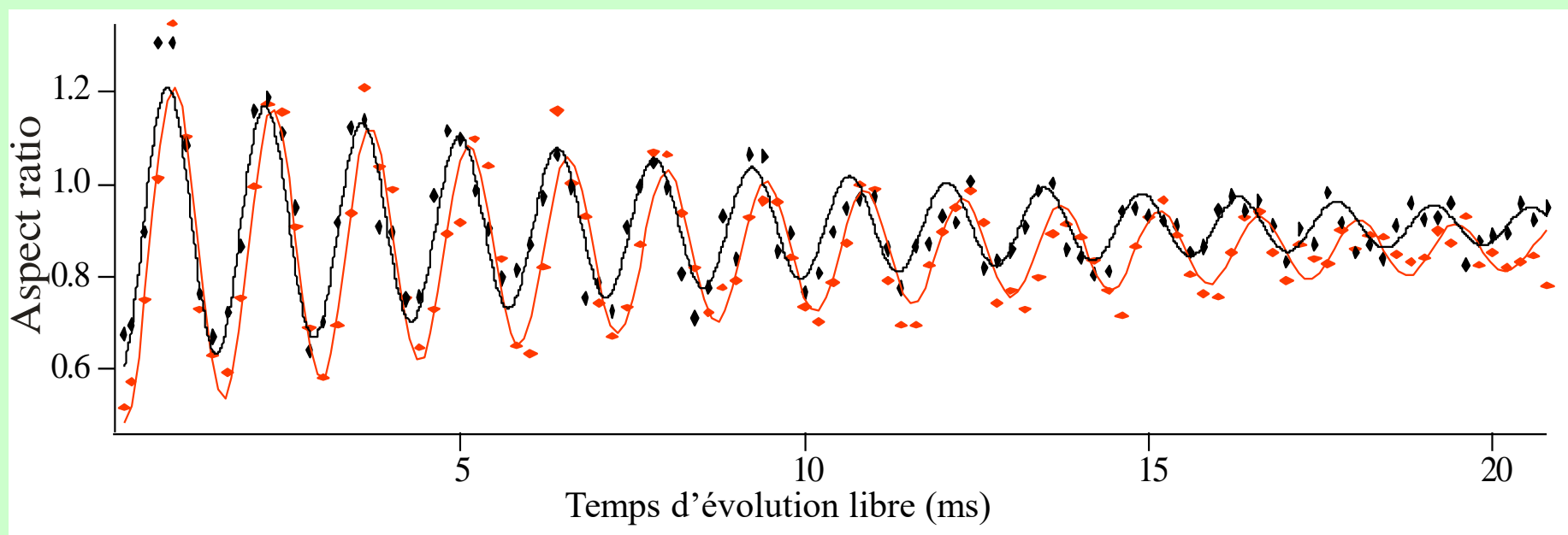
- mauvais alignement de B avec l'axe des tubes
- différence de puissance entre les deux réseaux
- ➔ brisure de la symétrie du système
- ➔ augmentation de la relaxation dipolaire



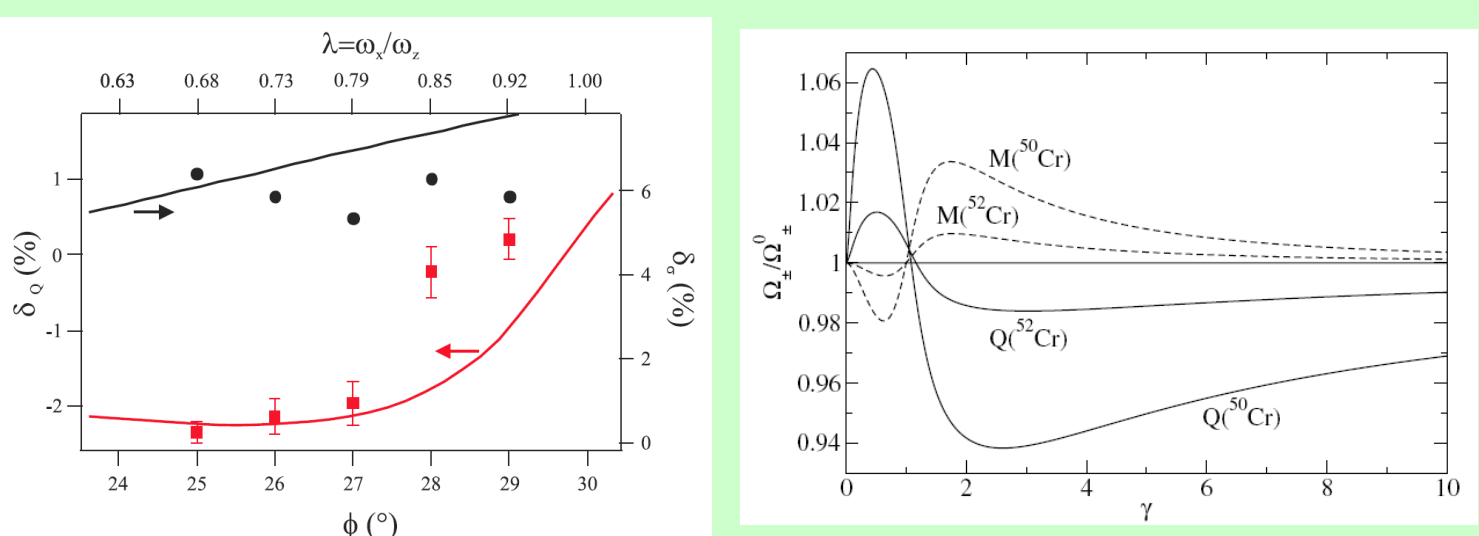
- Article soumis à Phys. Rev. Letters

Oscillations collectives d'un BEC dipolaire:

Il a été prédit théoriquement que l'interaction dipôle dipôle induit une variation des fréquences d'oscillations d'un BEC. Cette variation dépend des fréquences du piège ainsi que de l'orientation relative des dipôles dans ce piège.



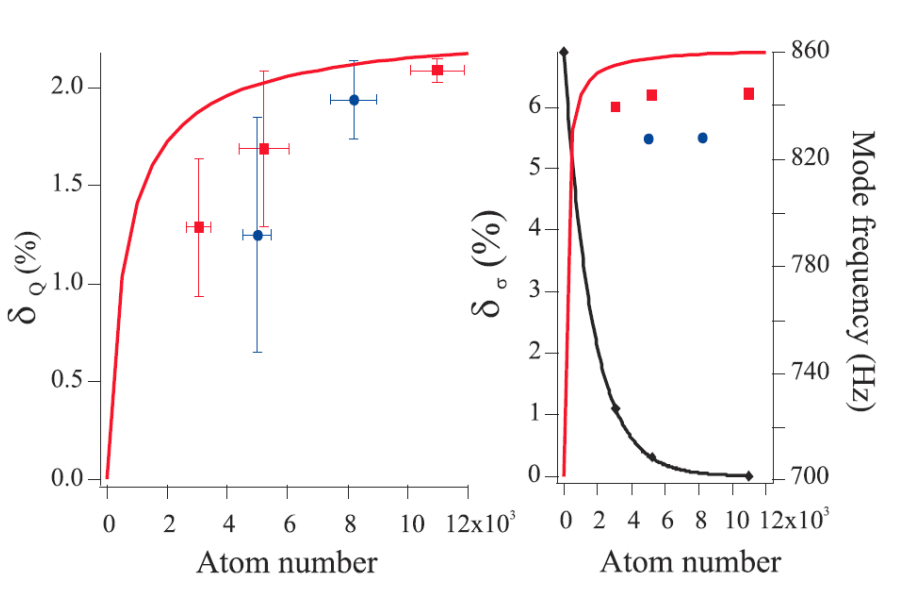
Les résultats expérimentaux montrent un bon accord avec la théorie, ainsi qu'une meilleure sensibilité à l'interaction dipôle dipôle des oscillations collectives par rapport à la mesure de la variation du rapport d'aspect du BEC:



Eberlein et al, PRL **92**, 250401 (2004)

Protocole :

- on module la puissance du piège en 15 ms à une fréquence proche du second mode d'oscillation (quadrupole, oscillations en opposition de phase des rayons de Thomas Fermi).
- on laisse le BEC osciller librement pendant un temps variable.
- on fait les mesures pour 2 orientations de B, par rapport aux axes du piège.



- en fonction de l'anisotropie du piège

- en fonction du nombre d'atomes (validité du régime Thomas Fermi)

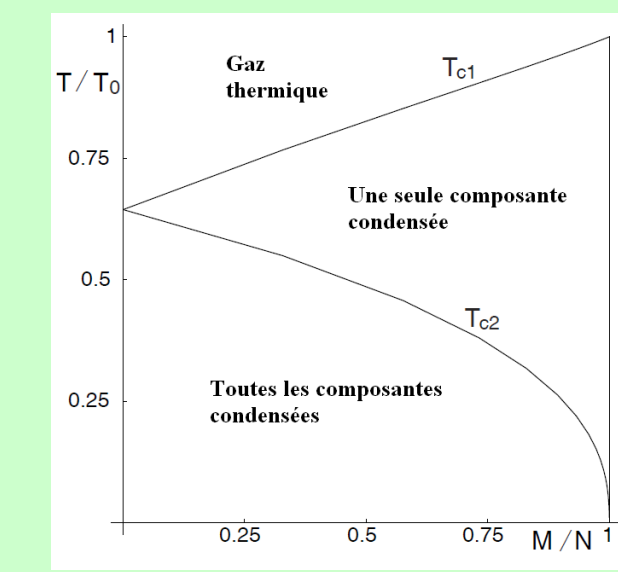
[G. Bismut](#) et al, Phys. Rev. Lett., **105**, 040404 (2010)

En cours: Démagnétisation spontanée

On observe une dépoliarisation du sous état Zeeman $m = -3$ sous un champ B critique:

$$g_J \mu_B B_c \approx \frac{2\pi \hbar^2 n_0 (a_6 - a_4)}{m}$$

La dynamique de cette dépoliarisation est enclenchée par l'interaction dipôle dipôle, qui couple les différents états Zeeman.



Pour un tel gaz à plusieurs composantes de spins, à magnétisation non nulle, il y a deux transitions de phase pour la condensation.

Modèle sans interactions pour un spin 1:

➔ [Isoshima et al, JPSJ, 69, 3864 \(2000\)](#)

Notre système semble bien montrer une double transition, mais la démagnétisation reste importante à très basse T (effet des interactions). **Ligne rouge**: modèle théorique sans interactions, à magnétisation fixe.

Quelques écueils:

- Effet de température finie (distribution de Boltzmann).
- Effet Zeeman quadratique du piège infrarouge.

Offres de Stages et Thèses:

Stages de L3 + Stages de M2 avec possibilité de déboucher sur une thèse

- Etude des modifications du spectre d'excitation phononique par l'interaction dipôle dipôle, en utilisant le procédé de **diffusion de Bragg** comme source d'excitation.
- Etude des condensats **multi-composantes** (spinors) - lien avec le magnétisme.
- Mise en oeuvre d'un piège magnéto-optique mixte bosons/fermions grâce à l'acquisition d'une nouvelle chaîne laser bleu (425 nm) intense, qui doit permettre la réalisation d'une **mer de Fermi dipolaire**.

Demander des exemplaires des propositions de stages/thèses (sur le stand)