

# Transitions de phase et dynamique de spin dans un condensat de Bose dipolaire à composantes multiples

B. Pasquiou<sup>2,1</sup>, A. De Paz<sup>1,2</sup>, A. Chotia<sup>2,1</sup>, A. Sharma<sup>1,2</sup>, E. Maréchal<sup>2,1</sup>, P. Pedri<sup>1,2</sup>, L. Vernac<sup>1,2</sup>, B. Laburthe-Tolra<sup>2,1</sup> & O. Gorceix<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire de Physique des Lasers, Université Paris 13, Sorbonne Paris Cité, 93430 Villetaneuse, France

<sup>2</sup> Laboratoire de Physique des Lasers, CNRS, UMR 7538, 93430 Villetaneuse, France

olivier.gorceix@univ-paris13.fr

**Résumé.** Nous étudions les propriétés d'un condensat de Bose-Einstein formé d'atomes de chrome. Nos expériences permettent d'analyser les états d'équilibre et la dynamique d'aimantation de ce fluide quantique constitué d'atomes fortement magnétiques et de spin élevé. Les interactions dipolaires entre atomes sont anisotropes et de longue portée; elles induisent des effets physiques originaux qui sont non-locaux et non-linéaires.

**Abstract.** We study the properties of a Bose-Einstein Condensate with internal degrees of freedom. In our experiments, we investigate the steady states and the magnetization dynamics of a quantum fluid made of chromium atoms; these spin-3 atoms carry a large permanent magnetic dipole. The interactions between these dipoles are anisotropic and long-range. They induce specific phenomena interpreted within a seven-component non-local and non-linear mean field theory.

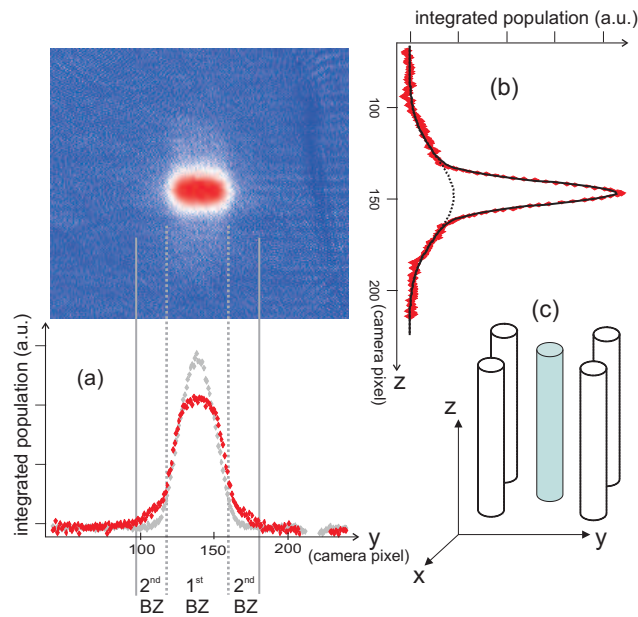
## 1 Introduction

Les interactions magnétiques dipôle-dipôle entre les atomes d'un gaz sont anisotropes et de longue portée. Lorsqu'elles deviennent comparables aux interactions de van der Waals (vdW), elles modifient profondément les propriétés des condensats de Bose-Einstein atomiques. Nous produisons des condensats de chrome (CBE-Cr) dans des géométries variées (3D à 0D) [1–4]. L'atome de chrome a dans son état fondamental un spin égal à 3 et il porte un moment magnétique élevé égal à six magnétons de Bohr ( $6 \mu_B$ ). Il en résulte des interactions magnétiques dipolaires 36 fois plus importantes que dans le cas plus couramment étudié des CBE alcalins. En transférant nos condensats dans des pièges optiques et en opérant à bas champ magnétique, nous libérons les degrés de liberté de spin et nous mettons en évidence des effets liés aux interactions dipolaires. La série d'expériences décrite ici concerne une approche du magnétisme quantique par l'analyse des dynamiques cohérentes et incohérentes du spin atomique et par la mise en évidence de modifications spontanées de l'aimantation de nos CBE-Cr [5, 6]. Notre système est décrit théoriquement par une spinéur solution d'un système d'équations de Gross-Pitaevskii couplées [7]. Le Hamiltonien du système peut être décomposé en trois parties. Un premier terme est la somme des Hamiltoniens à une particule de spin donné dans le potentiel de piégeage et dans le champ magnétique appliqué, le deuxième terme est le terme usuel de champ moyen décrivant les interactions de vdW. Le Hamiltonien comporte un troisième terme qui rend compte des interactions dipolaires. C'est ce terme additionnel qui introduit dans les équations couplées de Schrödinger non-linéaires une composante non locale et anisotrope. Toute la physique nouvelle ouverte par les condensats dipolaires comme par exemple les liens inattendus avec les cristaux liquides [8] ou la phase supersolide [9], résulte de ce terme qui est non négligeable par rapport au terme de vdW pour les condensats de chrome.

## 2 Dynamique de relaxation du spin dans un condensat dipolaire

Les interactions dipolaires étant anisotropes et de longue portée, elles induisent un couplage entre les degrés de liberté de spin et les degrés de liberté de rotation. Ceci permet l'apparition de phénomènes

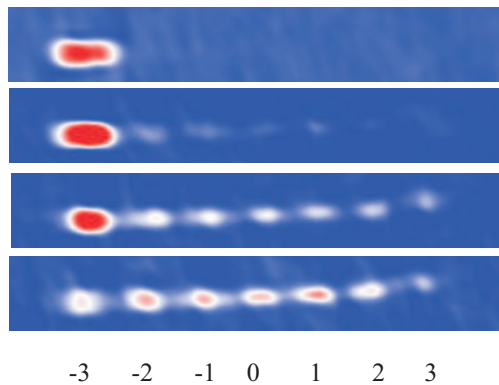
physiques similaires à l'effet Einstein-de Haas (EdH) dans lesquels magnétisme et rotation sont intimement liés. Dans ce cadre, nous avons étudié les processus de relaxation dipolaire (RD), c'est-à-dire les collisions inélastiques entre deux atomes qui ne sont pas dans l'état le plus bas en énergie de leur multiplicité Zeeman, et qui subissent dans le champ magnétique  $B$  imposé, un basculement de spin. Pour mener à bien ces études, il nous suffit de transférer les atomes du condensat de l'état fondamental  $+3$  à l'état excité  $-3$ , et de mesurer les taux de pertes dans un champ  $B$  ajustable. Nous avons mené à bien ces études dans un piège 3D et aussi dans des géométries restreintes de 2D à 0D par transfert des condensats dans des réseaux optiques. Nous avons pu montrer que la relaxation dipolaire est très fortement inhibée lorsque les CBE-Cr sont confinés dans des pièges en forme de tubes suffisamment profonds pour que la relaxation dipolaire devienne interdite [3]. Lorsque le champ magnétique est assez intense pour que la relaxation devienne possible, c'est-à-dire lorsque  $B$  est plus grand que la valeur seuil  $B_s$  telle que  $g \mu_B B_s = hf$  (où  $f$  est la fréquence dans le fond du puits 2D constitué par un tube du réseau), la collision de RD libère une énergie plus grande que le quantum de vibration au fond du puits de potentiel ce qui produit des pertes d'atomes que nous mesurons. Nous observons alors sur les figures d'absorption après temps de vol [3], des transitions entre bandes du réseau optique (voir Fig. 1). Ces transitions induites par le basculement de spin se produisent uniquement au-dessus du seuil  $B_s$ . Si la bande excitée était assez profonde, nous pourrions observer la formation de vortex et un effet de type EdH. Ce n'a malheureusement pas été le cas dans l'expérience réalisée en 2011 car l'effet tunnel dans la bande excitée permettait une désexcitation vibrationnelle et la dissipation rapide des vortex sous forme de chaleur. Nous chercherons courant 2013 à réaliser une expérience de détection de vortex dans une géométrie 2D en présence d'un réseau suffisamment profond.



**Figure 1.** L'analyse des distributions de population se fait par imagerie d'absorption après temps de vol (à gauche en haut). L'analyse montre, à gauche en bas, que la première bande excitée du réseau optique est spontanément peuplée par les collisions de relaxation dipolaire (RD) lorsque le champ magnétique est au-dessus du seuil  $B_s$  alors que seule la bande fondamentale est peuplée pour  $B$  inférieur à  $B_s$  (courbe grise). BZ signifie zone de Brillouin. À droite en bas, la figure donne la géométrie ; les pièges 1D sont alignés selon la direction  $Oz$  du champ. À droite en haut, l'intégration des profils selon  $Oy$  montre une distribution non-gaussienne liée à la formation de paires d'atomes par RD. Nous obtenons une température effective à partir du second moment de la distribution et nous utilisons cette température pour analyser la dynamique de la relaxation de spin. En dessous du seuil, la relaxation est très fortement inhibée lorsque les tubes sont de sections bien circulaires et à condition de réaliser un très bon alignement du champ  $B$  sur l'axe des tubes.

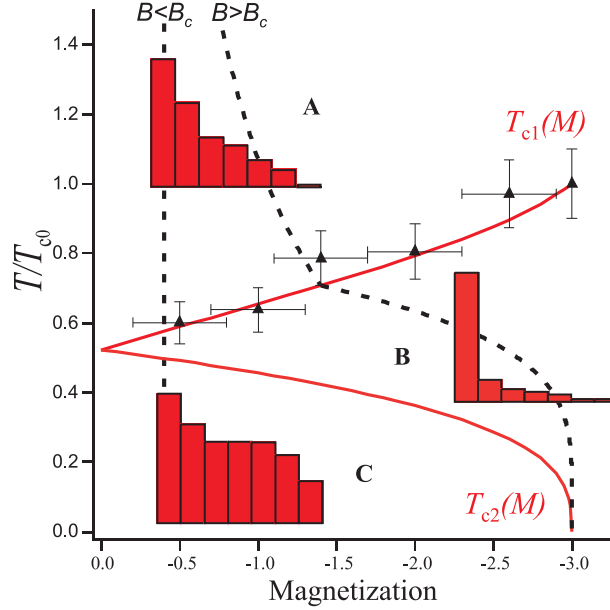
### 3 Désaimantation spontanée et diagramme de phase

Nous avons étudié le comportement à champ magnétique très faible du condensat formé d'atomes dans l'état fondamental à un corps, l'état  $m = -3$ . A champ fort et même modéré (au-dessus de 1 mG pour nos densités), notre gaz quantique peut être qualifié de ferromagnétique puisque tous les moments sont alignés. Lorsque l'intensité du champ magnétique descend sous une valeur critique de l'ordre de 0,5 mG, il se produit une dépolarisation spontanée du condensat (voir Fig. 2) comme le révèle l'analyse Stern-Gerlach après la libération du CBE du piège optique [10]. Ceci s'explique par le fait qu'à très bas champ, l'état ferromagnétique cesse d'être l'état fondamental du système. Du fait des interactions de type Van der Waals entre atomes, dites interactions de contact dans ce régime de très basses températures, il est plus favorable du point de vue énergétique pour le système d'adopter une phase magnétique non polarisée. Le diagramme des phases magnétiques du chrome à température nulle a été étudié théoriquement [8, 11]; l'état fondamental du système dépend des valeurs des longueurs de diffusion dans les quatre canaux moléculaires autorisés. Notre expérience [5] ne permet pas d'analyser finement ce diagramme des phases particulièrement complexe mais elle constitue une preuve de l'émergence spontanée d'une structure spinorielle non triviale dans notre système quantique. Précisons comment le CBE peut subir un changement de son aimantation. En effet, les interactions de contact sont isotropes et de ce fait les collisions associées ne permettent pas de changement ni du moment cinétique global ni de l'aimantation. La phase ferromagnétique devrait donc être métastable. Le système adopte une phase magnétique dépolarisée d'énergie plus basse grâce aux collisions dipôle-dipôle qui autorisent la non-conservation du moment orbital. De plus, dans le cas du chrome, les interactions dipolaires sont assez intenses pour déclencher la transition de phase avec une cinétique assez rapide à l'échelle de nos expériences. Même si nous n'avons pas encore pu mettre en évidence une mise en rotation ou la formation de vortex, les principes de conservation déjà invoqués permettent d'affirmer que nous retrouvons encore une fois une physique proche de celle de l'effet EdH.



**Figure 2.** Analyse par temps de vol et séparation Stern-Gerlach de la composition en spin d'un condensat de chrome à très bas champ magnétique. Le BEC se dépolarise spontanément lorsque le champ est abaissé. Images d'absorption prises après application du champ  $B$  pendant 155 ms pour : a) 1 mG ; b) 0,5 mG ; c) 0,25 mG ; d) un champ quasi-nul. Au champ le plus faible, la distribution de spin correspond à une aimantation par atome de  $-0.5 g_S \mu_B$ .

Complétant l'analyse de la désaimantation spontanée à très faible champ, nous avons démontré l'abaissement de la température critique de condensation induite par la libération des degrés de liberté de spin, et nous avons obtenus de forts indices pour l'existence de deux transitions de phase successives [6]. Pour cela, nous avons étudié le comportement d'un nuage formé d'atomes de chrome à champ très faible et à des températures  $T$  situées autour de la température critique de condensation (de 100 nK à 1  $\mu$ K). À champ fort (au-dessus de 100 nT pour nos densités), les moments tendent à s'aligner dans l'état de plus



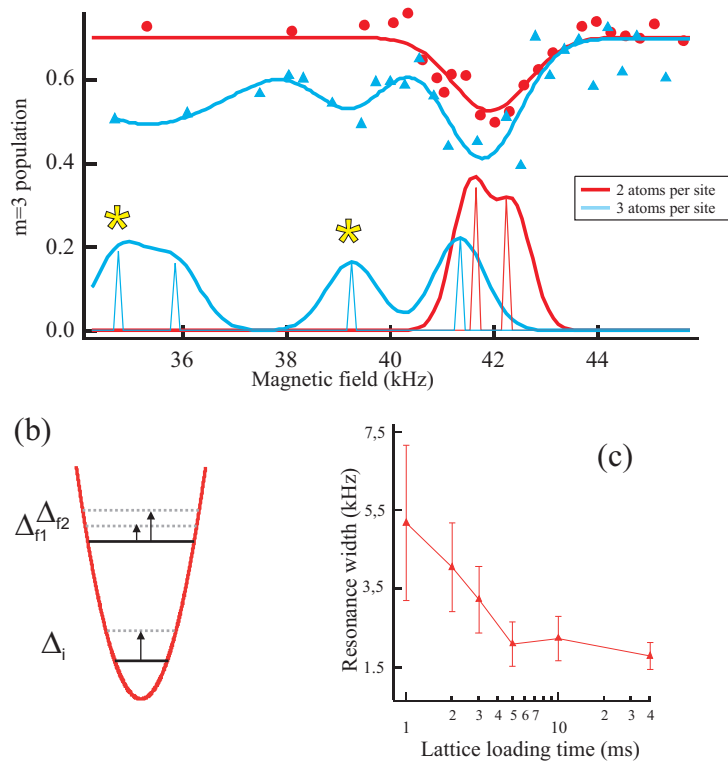
**Figure 3.** Diagramme de phase du condensat atomique. Les lignes continues marquent les limites des trois phases accessibles. Les histogrammes donnent des exemples de populations relatives mesurées dans ces phases. Dans la phase A, les sept sous-niveaux de spin sont non-dégénérés ; les populations sont données par des distributions de Bose quasi-Boltzmanniennes. Dans la phase B, l'état de spin  $m = -3$  est condensé et les autres états obéissent aux lois précédentes. Dans la phase C, tous les états sont condensés. Les lignes pointillées représentent deux trajectoires dans l'espace des phases. L'une au-dessus du seuil en  $B$  montre qu'en refroidissant le système tend vers un condensat ferromagnétique. L'autre, au-dessous du seuil, montre qu'alors le CBE évolue vers une phase non ferromagnétique et qu'il subit deux transitions de phase. La température de la première transition est abaissée par la libération du degré de liberté de spin ; les triangles noirs sont des points expérimentaux.

basse énergie de nombre quantique magnétique  $m = -3$  et le CBE adopte une phase ferromagnétique (phase A de la Fig. 3). Lorsque  $B$  est abaissé sous une valeur critique  $B_c$  de l'ordre de 50 nT, il se produit la dépolariation spontanée déjà discutée et le gaz explore les phases B et C. Le diagramme des phases magnétiques d'un gaz d'atomes de spin non nul a fait l'objet d'analyses théoriques que nous avons étendues à notre situation dans laquelle le spin est égal à 3. Les interactions dipolaires autorisent une modification spontanée de l'aimantation. Notre expérience permet de suivre la trajectoire du système dans son diagramme de phase (voir Fig. 3) lorsque sa température est abaissée. Au-dessus de  $B_c$  et à mesure que  $T$  diminue, le CBE initialement formé d'un mélange quasi-Boltzmannien d'états magnétiques condense dans le seul état  $m = -3$  et le caractère majoritaire de cet état s'amplifie jusqu'à  $T$  nulle tandis que les autres états magnétiques ne condensent jamais. Le système est alors un condensat pur d'aimantation extrême. Pour un refroidissement sous  $B_c$ , la trajectoire dans l'espace des phases est différente car le système présente deux transitions de phase : la première correspond à la condensation dans l'état  $-3$ , elle se produit à une température plus basse. La seconde transition de phase correspond à l'entrée dans une nouvelle phase pour laquelle tous les états de spin sont condensés et l'aimantation est plus faible [6].

#### 4 Relaxation dipolaire et dynamique de spin cohérente dans un réseau optique 3D

Dans le prolongement naturel des travaux présentés plus haut sur l'inhibition de la relaxation dipolaire par le confinement, nous avons placé les atomes de chrome du CBE dans un réseau optique 3D. Nous avons montré qu'alors la RD d'atomes dans l'état excité  $m = 3$  revêt un caractère résonant. Le processus

ne se produit que quand l'énergie magnétique libérée par le basculement de spin correspond à un quantum d'excitation dans le fond du site du réseau optique [4]. L'analyse de ces résonances en champ magnétique démontre une nouvelle manifestation de l'anisotropie des interactions dipolaires. De plus, les résonances en champ magnétique ont une structure qui est impactée par l'occupation des sites du réseau optique. En choisissant un temps de chargement du CBE dans le réseau long (typiquement plus de 5 ms), nous pouvons dans une première expérience imposer aux sites du réseau de contenir exactement deux atomes ; nous préparons alors le CBE dans un état isolant de Mott à deux atomes par site. En diminuant le temps de chargement, nous pouvons dans une seconde expérience préparer le CBE dans un état où des sites contiennent deux atomes et des sites trois atomes ou davantage ; les deux situations conduisent à des résonances qualitativement et quantitativement distinctes (voir Fig. 4). Le spectre en  $B$  est profondément modifié par la distribution non uniforme des atomes. Qui plus est, les sites à trois atomes donnant lieu à une RD produisent des états corrélés entre degrés de liberté de spin et degrés orbitaux.



**Figure 4.** Spectroscopie de désaimantation résonnante dans un réseau optique 3D montrant la sensibilité vis-à-vis de l'occupation des sites. La préparation dans un état isolant de Mott à deux atomes par site conduit au spectre symétrique supérieur. La préparation d'un système dans lesquels cohabitent deux ou trois atomes par site, conduit à la structure à pics multiples. (b) Schéma explicatif du décalage induit par les interactions intrasites. (c) Largeur de la résonance en  $B$  en fonction du temps de chargement du CBE dans le réseau.

Pour finir ce tour d'horizon de nos expériences récentes, nous avons préparé dans un réseau optique 3D profond un CBE-Cr dans un état isolant de Mott avec deux atomes par site. Ensuite, nous avons porté les atomes dans l'état Zeeman  $m = -2$  en utilisant l'effet de déplacement lumineux d'un laser quasi-résonant (nommé laser QZE pour quadratic Zeeman effect). Nous avons ainsi préparé un condensat métastable à l'écart des résonances de RD mentionnées ci-dessus. Après coupure du laser QZE, nous mesurons en fonction du temps la dynamique cohérente de spin du système induite par les collisions élastiques entre atomes. Des oscillations rapides de période de l'ordre de 0,1 ms, sont induites par les

interactions de van der Waals entre deux atomes d'un même site; il s'agit d'oscillations d'échange de spin qui s'amortissent par effet tunnel. Sur une échelle de temps bien supérieure (de l'ordre de 5 ms), nous observons des oscillations de spin que nous interprétons comme étant induites par les interactions dipolaires entre atomes de sites distincts.

## 5 Conclusion

Notre condensat dipolaire à composantes multiples placé dans un réseau 3D et hors résonance de relaxation, est un candidat de premier ordre pour l'étude et la simulation du magnétisme quantique [12, 13]. En effet, la description des condensats en réseau avec des interactions dipolaires utilise une extension du modèle de Bose-Hubbard comportant en plus des termes d'interaction entre proches voisins des termes faisant intervenir des sites éloignés entre eux pour tenir compte de la longue portée des interactions dipolaires. Les travaux théoriques dans cette direction prédisent entre autres l'apparition de phases quantiques exotiques [9] et des analogies fécondes avec l'effet Hall quantique [14].

Notre effort de recherche est soutenu par le Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche dans le cadre du CPER et par le Conseil Régional Île-de-France par l'intermédiaire de l'IFRAF (DIM Nano-K).

## Références

1. Q. BEAUFILS *et al.*, All-optical production of chromium Bose-Einstein condensates, *Physical Review A*, **77**, 061601R (2008).
2. B. PASQUIOU *et al.*, Control of dipolar relaxation in external fields, *Physical Review A*, **81**, 042716 (2010).
3. B. PASQUIOU *et al.*, Spin Relaxation and Band Excitation of a Dipolar Bose-Einstein Condensate in 2D Optical Lattices, *Physical Review Letters*, **106**, 015301 (2011).
4. A. DE PAZ *et al.*, Resonant demagnetization of a dipolar BEC in a 3D optical lattice, [arXiv:1212.5469](https://arxiv.org/abs/1212.5469) (2012).
5. B. PASQUIOU *et al.*, Spontaneous Demagnetization of a Dipolar Spinor Bose Gas in an Ultralow Magnetic Field, *Physical Review Letters*, **106**, 255303 (2011).
6. B. PASQUIOU *et al.*, Thermodynamics of a Bose-Einstein Condensate with Free Magnetization, *Physical Review Letters*, **108**, 045307 (2012).
7. T. OHMI & K. MACHIDA, Bose-Einstein Condensation with internal degrees of freedom, *J. of the Phys. Soc. of Japan*, **67**, 1822 (1998).
8. R. DIENER & T.-L. HO, Chromium spinor condensate : a biaxial or uniaxial spin nematic, *Physical Review Letters*, **96**, 190405 (2006).
9. I. DANSHITA & C. SA DE MELO, Supersolid phases of dipolar bosons in optical lattices, *Physical Review Letters*, **103**, 225301 (2009).
10. E. MARÉCHAL *et al.*, Longitudinal Stern-Gerlach effect for slow cesium atoms, *European Physical Journal D*, **2**, 195 (1998).
11. L. SANTOS & T. PFAU, Spin-3 Chromium Bose-Einstein Condensate, *Physical Review Letters*, **96**, 015301 (2006).
12. S. NASCIBENE *et al.*, Quantum simulations with ultracold quantum gases, *Nature Physics*, **8**, 267–276 (2012).
13. A. AUERBACH, *Quantum magnetism*, Springer-Verlag NY (1994).
14. M. BARANOV *et al.*, Condensed Matter Theory of Dipolar Quantum Gases, *Chemical Reviews*, **112**, 5012 (2012).