Séminaire Poincaré 1 (2003) 39 – 62

Expériences avec des Atomes Froids

Jean Dalibard et Christophe Salomon

Résumé. Nous décrivons dans cet article les méthodes de production et de détection d'un condensat de Bose-Einstein en phase gazeuse. Nous présentons ensuite quelques expériences caractéristiques de cette physique des systèmes quantiques macroscopiques. Nous abordons également le problème du refroidissement des gaz fermioniques et des mélange bosons-fermions. Pour finir, nous discutons brièvement les applications métrologiques des atomes ultra-froids.

1 Introduction

En 1924, Einstein, s'inspirant des travaux du jeune physicien bengali Satyendra Nath Bose [1], démontra un résultat remarquable à propos d'un gaz parfait de particules identiques de densité spatiale n et de température T [2]. Pourvu que les particules soient des bosons (particules de spin entier), une condensation des particules doit se produire dans l'état fondamental de la boîte contenant le fluide si la densité dans l'espace des phases $n\lambda^3$ du fluide dépasse la valeur critique :

$$n\lambda^3 = \zeta(3/2) \simeq 2,612 \qquad \text{avec} \qquad \lambda = \frac{h}{\sqrt{2\pi m k_B T}} \ . \tag{1}$$

Le paramètre λ représente la longueur d'onde thermique des particules de masse m, k_B et h étant les constantes de Boltzmann et de Planck. Cette longueur d'onde donne une estimation de la taille moyenne du paquet d'ondes associé à chaque particule. Le critère d'Einstein (1) indique donc que la condensation se produit lorsque les paquets d'ondes commencent à se recouvrir entre eux (voir la contribution de C. Cohen-Tannoudji à ce recueil).

"C'est une belle théorie, mais correspond-elle à la réalité ?" C'est par ces mots qu'Einstein décrivit ses travaux dans une lettre à son ami Ehrenfest, avant de se détourner de ce champ de recherche [3]. La prédiction d'Einstein est restée controversée et mystérieuse jusqu'en 1938, date de la découverte de la superfluidité de l'hélium liquide par Kapitza [4], Allen and Misener [5] (cf. exposé de Sébastien Balibar dans ce recueil). London remarqua alors que la température de la transition superfluide, $T_{\rm s} = 2.2$ K, est remarquablement proche de la température de la condensation de Bose-Einstein d'un gaz parfait de même densité que l'hélium liquide, $T_{\rm c} = 3.2$ K, et il émit l'idée que les deux phénomènes étaient reliés.

L'idée de London est le point de départ de toutes les théories modernes sur l'hélium liquide. Cependant, la connexion entre condensation de Bose-Einstein et superfluidité n'est pas évidente. La superfluidité est reliée aux interactions entre particules alors qu'Einstein considérait un gaz parfait. Plus quantitativement, les expériences de diffusion de neutrons aboutissent (moyennant une interprétation fine des données) à une fraction condensée ne dépassant pas 10% à basse pression. Pour comparaison, on prédit que toutes les particules sont condensées pour un gaz parfait de température nulle.

La recherche de systèmes plus proches du modèle initial d'Einstein est devenue très active au cours des vingt dernières années. Le développement des techniques de piégeage et de refroidissement d'atomes par des faisceaux lumineux ou des champs magnétiques statiques a permis de faire sauter les verrous qui avaient auparavant bloqué cette recherche. En 1995, à Boulder, la découverte par le groupe de E. Cornell et C. Wieman d'un condensat de rubidium est venue couronner ces efforts [7]. Depuis cette date, de nombreux atomes se sont ajoutés à la liste. Par ordre croissant de masse atomique, on trouve l'hydrogène [8], l'hélium dans un niveau métastable [9, 10], le lithium [11], le sodium [12], le potassium [13] et et le césium [14]. Les excitons dans les semi-conducteurs fournissent un autre exemple de systèmes de bosons dilués pour lesquels des effets de statistique quantique spectaculaires peuvent se manifester [15, 16, 17].

Dans cet article, nous décrivons le mode de préparation d'un condensat gazeux ainsi que quelques expériences caractéristiques de ces systèmes quantiques macroscopiques. Nous abordons également le problème des gaz de fermions ultra-froids et des mélanges de gaz quantiques dégénérés. Enfin, nous donnons un aperçu des applications potentielles de ces gaz atomiques, dans le domaine de la métrologie et pour le développement de capteurs de haute précision. Signalons que le but de cet article n'est pas d'être exhaustif, mais d'illustrer par quelques exemples qui nous ont semblé représentatifs, la richesse de la physique des gaz quantiques. Pour un exposé plus détaillé, nous renvoyons le lecteur aux comptes-rendus de conférence, aux articles de revue et aux livres récemment publiés sur le sujet [18, 19, 20, 21, 22].

Au niveau national, signalons que la recherche sur les atomes froids est très active. Outre le laboratoire Kastler Brossel auquel appartiennent les auteurs de cet article, deux autres laboratoires disposent d'un ou plusieurs condensats. Au laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, des recherches sont menées sur l'hélium métastable et le rubidium, avec un intérêt particulier pour les situations de dimensions réduites et le développement de puces atomiques (voir § 2.5). Au laboratoire de Physique des Lasers de l'Université Paris-Nord, une équipe s'intéresse aux propriétés d'un condensat de rubidium dans une géométrie bi-dimensionnelle au voisinage d'une surface diélectrique. Plus généralement, les atomes froids et leurs applications font l'objet d'études très variées dans notre pays. Signalons notamment l'étude des molécules froides à Orsay, des recherches sur le chaos et les réseaux optiques à Lille, la diffusion de la lumière à Nice, l'interférométrie atomique à Toulouse, Villetaneuse et Paris, l'information quantique à Orsay et Paris, ou encore la métrologie et les senseurs inertiels à l'Observatoire de Paris, à l'Institut National de Métrologie et à l'Office National d'Etudes et Recherche Aérospatiales.

2 La préparation et la caractérisation d'un condensat

2.1 Le piégeage des atomes

L'idée essentielle de toutes ces nouvelles expériences consiste à se rapprocher de l'hypothèse de base d'Einstein, c'est-à-dire travailler avec un gaz très dilué et pas un liquide, comme c'est le cas pour l'hélium. Le prix à payer se lit immédiatement sur l'équation (1) : quand on diminue la densité spatiale du système en jeu, la température de transition s'abaisse également. Ces nouveaux condensats atomiques se forment pour une densité voisine de 10^{19} atomes/m^3 (au lieu de 10^{27} atomes/m^3 pour l'hélium liquide) et la température de condensation est dans le domaine du microkelvin, ou en deçà.

Cette contrainte en température vient imposer un point commun à toutes ces expériences : le confinement du gaz atomique ne peut pas se faire par des parois matérielles, car la totalité des atomes se collerait immédiatement aux parois pour ne plus en bouger. Le gaz est en général piégé grâce à un champ magnétique inhomogène, qui le maintient en lévitation au centre d'une enceinte où règne un vide très poussé (10^{-9} Pa). Chaque atome porte un moment magnétique $\boldsymbol{\mu}$, qui se couple au champ magnétique local pour donner naissance à l'énergie d'interaction $E = -\boldsymbol{\mu} \cdot \boldsymbol{B}$. Cette énergie joue le rôle d'une énergie potentielle pour le mouvement du centre de masse de l'atome, et la force magnétique qui en résulte permet de confiner l'atome.

Considérons par exemple un atome au voisinage d'un point O où l'amplitude $|\boldsymbol{B}(\boldsymbol{r})|$ du champ magnétique est minimale (figure 1). Si le moment magnétique de l'atome a une direction opposée à celle du champ magnétique local, l'énergie magnétique s'écrit $E(\boldsymbol{r}) = -\boldsymbol{\mu} \cdot \boldsymbol{B}(\boldsymbol{r}) = |\boldsymbol{\mu}|\ |\boldsymbol{B}(\boldsymbol{r})|$. Cette énergie potentielle est elle-même minimale en O, et l'atome va effectuer des oscillations stables autour de ce point. Dans les conditions usuelles de fonctionnement des pièges magnétiques, ces oscillations se font à une fréquence de l'ordre de la centaine de hertz, et l'approximation qui consiste à supposer que $\boldsymbol{\mu}$ et $\boldsymbol{B}$ restent en permanence anti-parallèles est très bien vérifiée.

Comment accumuler des atomes dans un tel piège magnétique ? Pratiquement toutes ces expériences démarrent avec une phase de refroidissement lumineux. En tirant parti des échanges d'impulsion entre atomes et photons, il est possible d'abaisser la température d'un gaz depuis la température ambiante jusqu'à des températures inférieures au millikelvin [23, 24, 25]. Ceci est fait dans un piège magnéto-optique ou une mélasse optique. Ces atomes refroidis par laser ne forment

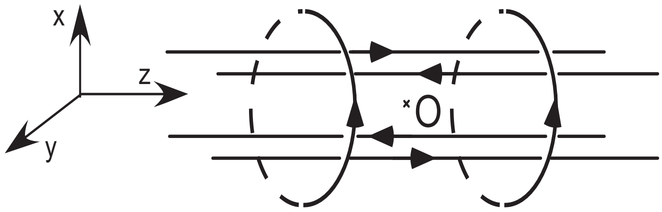

FIG. 1 – *Un exemple de piège magnétique couramment utilisé (piège de Ioffe Pritchard). Ce piège est constitué par quatre fils parallèles, parcourus par des courants deux à deux opposés, qui assurent le confinement transverse des atomes. Le confinement longitudinal provient des deux bobines circulaires, parcourues par un même courant. La distance entre ces deux bobines doit être supérieure à leur rayon, pour que le module du champ magnétique présente un minimum en O. Expérimentalement, le champ magnétique en O est de l'ordre de* 10^{-4} *teslas.*

pas encore un condensat car leur densité spatiale est trop basse. En effet, les collisions inélastiques assistées par la lumière limitent la densité à $n \sim 10^{11}$ cm^{-3}, et la densité dans l'espace des phases ne vaut que $n\lambda^3 \sim 10^{-6}$, alors qu'elle devrait dépasser 1 pour entrer dans le régime de dégénérescence quantique.

2.2 Le refroidissement par évaporation

Le transfert des atomes depuis la mélasse optique vers un piège magnétique se fait généralement en maintenant à peu près constante la densité dans l'espace des phases. Le refroidissement supplémentaire pour atteindre la condensation est obtenu grâce à l'évaporation [26]. Il s'agit d'une technique très ancienne, et connue de tous les enfants ayant dû avaler une assiette de soupe trop chaude : pour la refroidir, on souffle dessus. Ce refroidissement n'est pas causé par la différence de température entre le liquide et le gaz soufflé, mais à l'évaporation de la soupe qui est favorisée par la ventilation provoquée par l'enfant. Arracher une molécule du liquide coûte de l'énergie, qui est prélevée sur le liquide restant. On procède de la même façon pour les atomes piégés, en tronquant la profondeur du potentiel confinant les atomes à une hauteur légèrement supérieure à l'énergie cinétique moyenne des atomes piégés. Ainsi les atomes les plus rapides s'échappent du piège, et les atomes restants se rethermalisent à une température inférieure à la température initiale. On peut montrer que la densité au centre du piège est augmentée lors de cette évaporation. Par conséquent, en la poursuivant assez longtemps, on doit réussir à atteindre le seuil de condensation.

Contrairement à la cuillère de soupe, dont le volume n'est que très faiblement diminué par l'évaporation, il faut sacrifier beaucoup d'atomes pour atteindre notre but. Puisque le paramètre $n\lambda^3$ ne vaut que 10^{-6} à l'issue du chargement du piège, on doit gagner plusieurs ordres de grandeur sur la température et sur la densité spatiale du gaz. Cette évaporation se pratique en maintenant constant le taux de collision élastique entre atomes. Ainsi le processus de rethermalisation des particules restant dans le piège se produit de manière efficace. Le taux de collision est proportionnel à la densité spatiale et à la vitesse thermique des atomes, soit n/λ. Il faut alors augmenter n et λ d'un facteur 30 pour gagner les six ordres de grandeur nécessaires sur le rapport $n\lambda^3$. Dans un piège harmonique, ceci est obtenu en divisant par 1000 le nombre d'atomes lors de l'évaporation. On part d'environ un milliard d'atomes dans le piège magnétique, pour finir avec un million seulement. C'est à ce prix qu'un condensat de Bose-Einstein peut se former au centre du piège.

2.3 L'observation des condensats

L'observation de ces condensats gazeux se fait en les éclairant par une brève impulsion lumineuse, dont on mesure ensuite l'absorption ou le déphasage par l'assemblée atomique. On a ainsi accès à la distribution spatiale des atomes dans le potentiel magnétique. On peut également couper le piège magnétique et laisser l'assemblée atomique s'étaler pendant une durée de quelques dizaines

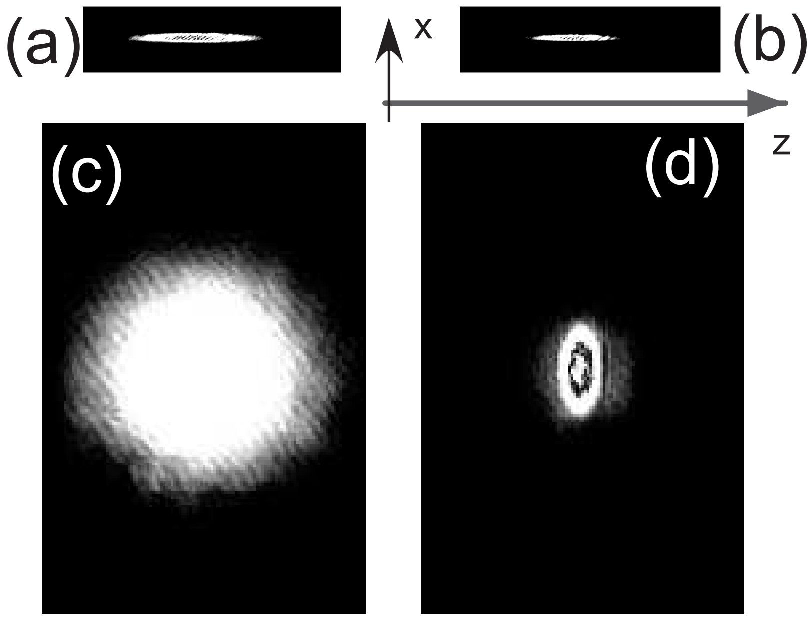

FIG. 2 – *Atomes de rubidium refroidis par évaporation dans un piège magnétique de fréquences $\nu_x = \nu_y = 150$ Hz, $\nu_z = 11$ Hz. (a,b) : images in situ des atomes dans le piège magnétique, correspondant à $T = 2\,T_c$ et $T = 0.8\,T_c$. (c,d) Images obtenues après 30 ms d'expansion balistique(c et d). Le condensat de Bose-Einstein correspond à la structure elliptique au centre de la figure (d) (photos de P. Desbiolles, D. Guéry-Odelin et J. Söding, ENS).*

de millisecondes, avant d'envoyer l'éclair lumineux. De l'étendue du nuage atomique après cette expansion balistique, on déduit la distribution en vitesse après coupure du piège.

La figure 2 illustre ce principe. Les figures 2a et 2b sont des photos *in situ*, qui montrent la répartition des atomes au sein du piège magnétique. La distribution des atomes a une forme de cigare, qui résulte de la forte anisotropie du piège. La présence éventuelle d'un condensat est révélée de manière non ambiguë par les clichés donnant les distributions en vitesse (2c,d). Pour la photo 2c, prise pour une température supérieure à la température critique, on obtient une distribution en vitesse quasi-isotrope, comme attendu à partir de l'équipartition d'énergie pour un gaz bien décrit par la physique statistique classique. Au contraire le cliché 2d, pris pour une température inférieure à la température critique, montre une distribution en vitesse fortement anisotrope, la direction la plus fortement confinée dans le piège magnétique étant celle ayant la plus grande dispersion en vitesse. Cette anisotropie résulte de la conversion de l'énergie d'interaction entre atomes du condensat en énergie cinétique transverse, lors de la coupure du potentiel de confinement [27, 28].

Ce type d'images permet d'obtenir des informations quantitatives sur les condensats, comme le nombre d'atomes et la température résiduelle associée à la fraction d'atomes non condensés. On a ainsi vérifié avec une très bonne précision (quelques %) que la température de la transition était effectivement donnée par (1). On a également pu produire des condensats pratiquement purs, dans lesquels la fraction non condensée ne dépasse pas 15% du nombre total d'atomes (en dessous de cette valeur, elle devient très difficile à mesurer).

2.4 La cohérence des condensats

Pour prouver que l'état du gaz après refroidissement correspond effectivement à un condensat, il faut vérifier la cohérence quantique de cette assemblée d'atomes. Lorsqu'on veut étudier la cohérence transverse d'un faisceau lumineux, la procédure standard consiste à l'envoyer sur un écran percé de deux trous et à mesurer le contraste des interférences entre les ondes diffractées par ces trous. Ce schéma a été transposé aux condensats de Bose-Einstein par le groupe de Munich.

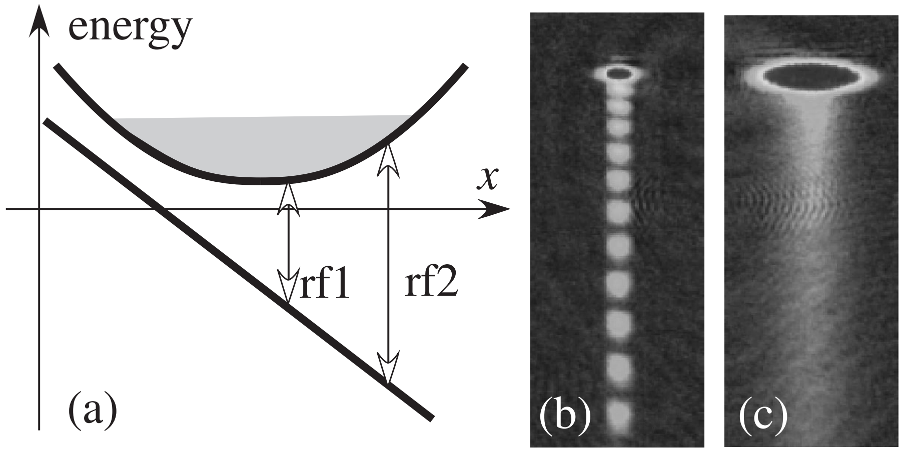

FIG. 3 – *(a) Extraction de deux jets atomiques ("lasers à atomes") d'un nuage d'atomes de rubidium. Deux ondes radio-fréquences, rf1 et rf2, font basculer le moment magnétique d'atomes piégés. Les atomes tombent ensuite dans le champ de pesanteur terrestre (dirigé selon x). (b) Le nuage d'atomes est un condensat quasi-pur et un fort contraste d'interférence est observé, ce qui révèle la cohérence de phase de l'ensemble de l'échantillon. (c) Pour un nuage au dessus de la température critique, aucune cohérence de phase n'est mesurée si la distance entre les points d'extraction dépasse 200 nm (photographie communiquée par Immanuel Bloch, Munich)*

L'équivalent du trou est une onde radio-fréquence qui extrait les atomes en un point donné du piège magnétique [29] (voir aussi [30, 31, 32]). Quand une seule onde est appliquée, on obtient un jet d'atomes issu du condensat, qui tombe dans le champ de pesanteur terrestre. En appliquant deux ondes radio-fréquences, on réalise la situation désirée, avec deux jets issus de deux points différents du condensat (voir fig. 3a) [33].

Les résultats de cette expérience confirment parfaitement l'idée que les atomes sont accumulés dans le même état quantique, et qu'on dispose donc d'un ensemble cohérent de particules. Quand la température T est très en dessous de la température critique, on observe une interférence avec un grand contraste dans la région où les deux faisceaux se recouvrent (fig. 3b). Ceci est vrai même pour une grande différence entre les deux radio-fréquences, correspondant à une distance entre les deux points sources de l'ordre de la taille du condensat. Au contraire, quand $T > T_c$, aucune interférence détectable n'est visible dans la zone où les deux faisceau se recouvrent (fig. 3c), à moins que la distance entre les deux points sources soit inférieure à 200 nm, c'est-à-dire la longueur de cohérence du gaz dans ces conditions expérimentales.

2.5 Les atomes condensables et les dispositifs expérimentaux

Il est important de noter que les nuages atomiques préparés avec les techniques décrites plus haut sont des gaz métastables. L'équilibre thermodynamique d'atomes de sodium ou de rubidium à une température de l'ordre du microkelvin correspond à une phase solide, avec une pression de vapeur complètement négligeable. Dans les expériences que nous décrivons ici, nous pouvons produire une phase gazeuse grâce au refroidissement laser et au refroidissement par évaporation, sans jamais mettre les atomes avec un thermostat matériel. Le fait que le gaz est métastable (et pas stable au sens strict du terme) se manifeste par l'existence de pertes : dans une collision entre trois corps, deux atomes peuvent former une molécule et le troisième atome emporte l'énergie ainsi produite. En raison de ces pertes, la durée de vie des condensats gazeux est limitée à quelques dizaines de secondes.

L'exploitation de cette métastabilité permet d'envisager la condensation de nombreux éléments atomiques. Jusqu'à maintenant, la majorité des études ont porté sur les atomes alcalins. En effet, ces atomes sont relativement facilement manipulables par laser. Leur raie de résonance

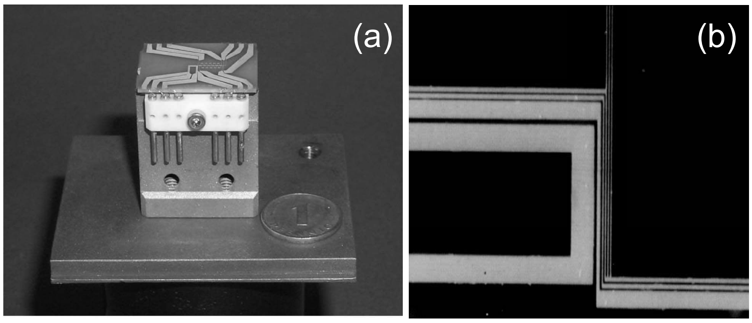

Fig. 4 – *Exemples de "puce atomique" sur lesquelles on a gravé tous les circuits nécessaires au piégeage magnétique d'un nuage d'atomes. (a) montage utilisé à Munich pour l'observation d'un des premiers condensats sur puce [34] (photo Jakob Reichel, Munich). (b) Puce utilisée au laboratoire Charles Fabry et développée en collaboration avec le Laboratoire de Photonique et de Nanostructures (Marcoussis). Les fils d'or déposés sur le substrat de silicium ont une largeur de l'ordre de 10 μm. (photo Isabelle Bouchoule, Dominique Mailly, Chris Westbrook)*

est située dans le domaine de la lumière visible ou le proche infra-rouge, pour lequel des sources laser fiables et relativement peu onéreuses existent. Les atomes de gaz rares portés dans un niveau électronique métastable (ne pas confondre la métastabilité du niveau électronique de chaque atome, avec la métastabilité du gaz lui-même évoquée plus haut) sont également de bons candidats. L'hélium métastable a ainsi pu être condensé à Orsay (Institut d'Optique) [9] et à Paris (LKB) [10]. Des recherches similaires sont en cours avec du néon. D'autres types d'atomes, magnésium, strontium, chrome, font également l'objet d'une recherche active. Enfin l'hydrogène atomique (atome historique puisque c'est avec lui que ce type de recherche a démarré, il y a plus de trente ans) a donné naissance lui aussi à un condensat [8]. Dans ce dernier cas, le laser n'est utilisé que pour le diagnostic ; le pré-refroidissement du gaz (avant le refroidissement par évaporation) est assuré par des technique cryogéniques standard.

Les dispositifs expérimentaux utilisés la plupart du temps sont relativement complexes. Ils comportent plusieurs enceintes à vide reliées entre elles : dans la première enceinte, les atomes sont capturés depuis la vapeur résiduelle ou un jet atomique. Ils sont ensuite transférés dans une deuxième enceinte contenant le piège magnétique, où le refroidissement par évaporation se produit. Parfois, le condensat est transféré dans une troisième enceinte, où les études de ses propriétés sont faites. Une deuxième génération d'expériences, beaucoup plus compactes, est apparue récemment. Dans ces expériences, on grave sur une "puce" la plupart des éléments nécessaires au piégeage et au refroidissement des atomes (voir figure 4). Ceci permet d'envisager des dispositifs transportables et plus fiables que les montages actuels, puisque que l'alignement des différents composants est assuré dès le gravage de la puce [34, 35, 36, 37, 38, 39].

Une autre voie activement explorée est la fabrication d'un condensat "en continu". Dans une expérience récente, le groupe du MIT a montré qu'on pouvait injecter un nouveau condensat dans un piège laser avant que le condensat qu'on y avait déposé précédemment n'ait disparu [40]. Une autre voie est explorée à l'ENS, où on cherche à transposer au domaine spatial ce qu'on fait habituellement dans le domaine temporel : un jet atomique dense se propage lentement le long d'un guide magnétique ; il est refroidi par évaporation transverse tout au long de sa progression [41]. On peut ainsi espérer obtenir après une distance raisonnable (quelques mètres) un faisceau atomique cohérent [42].

3 Des condensats "sur mesure"

La physique des condensats de Bose-Einstein gazeux a permis d'explorer un certain nombre de phénomènes qui n'étaient pas ou peu accessibles aux chercheurs travaillant sur l'hélium liquide.

Le point essentiel est qu'on peut contrôler de manière très fine les interactions entre atomes ainsi que le potentiel qui les confine. Le but de ce paragraphe est de donner quelques exemples des possibilités offertes par ces moyens de contrôle originaux.

3.1 Contrôle des interactions entre atomes

Dans les condensats gazeux, on peut rendre compte des interactions entre atomes en utilisant simplement une théorie de champ moyen. L'état du condensat est alors obtenu en cherchant l'état fondamental de l'équation de Gross-Pitaevskii :

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\psi + V(\boldsymbol{r})\psi + Ng|\psi|^2\psi = \mu\psi$$

où V est le potentiel confinant les N atomes et g le coefficient décrivant l'importance du champ moyen. Ce terme de champ moyen peut être répulsif ou attractif, selon l'espèce atomique considérée, et ce point joue un rôle essentiel pour le comportement du condensat. Il est habituellement caractérisé par la longueur de diffusion a ($g = 4\pi\hbar^2 a/m$, voir exposé de G. Shlyapnikov dans ce recueil). Un champ moyen répulsif (resp. attractif) correspond à une longueur de diffusion positive (resp. négative).

Pour le sodium ou le rubidium 87 par exemple, la longueur de diffusion est positive à bas champ magnétique. On peut alors mettre un nombre arbitrairement élevé d'atomes dans le condensat, sa taille d'équilibre augmentant avec sa population. Au contraire, une longueur de diffusion négative, comme c'est le cas pour le lithium 7 à bas champ magnétique, limite le nombre d'atomes condensables. Quand le nombre d'atomes dans le condensat dépasse une valeur critique N_c, le condensat s'effondre sur lui-même. Pour un piège harmonique isotrope de pulsation ω, on trouve (voir par exemple [20]) :

$$N_c \sim \frac{a_0}{|a|} \qquad \text{avec} \qquad a_0 = \sqrt{\frac{\hbar}{m\omega}}$$

Ce nombre est de l'ordre de 1000 pour un piège standard dans le cas du lithium 7 ($a_0 \sim 10^{-6}$ m, $|a| \sim 10^{-9}$ m) [11].

Le signe de la longueur de diffusion dépend fortement des paramètres du problème. Ainsi, il varie très vite avec le coefficient C_6 décrivant l'interaction de Van der Waals à longue portée entre atomes (voir la figure 5 et [43]). Quand on augmente continuement C_6, on introduit de nouveaux états liés dans le problème à deux corps. A chaque fois qu'un nouvel état lié est sur le point d'apparaître, la longueur de diffusion tend vers $-\infty$ (théorème de Levinson). Quand C_6 est ajusté juste au dessus de la valeur critique pour l'apparition d'un nouvel état lié, a est grande et positive. Elle évolue alors doucement avec C_6 jusqu'à ce qu'un nouvel état lié soit sur le point d'apparaître.

Cette sensibilité de la longueur de diffusion aux paramètres atomiques permet de préparer un condensat avec un certain terme de champ moyen, répulsif par exemple si on souhaite assurer sa stabilité. On peut ensuite changer brusquement le signe du champ moyen, en changeant par exemple le champ magnétique à l'emplacement du condensat, et le champ moyen du condensat devient attractif [44]. Le devenir d'un tel condensat dépend fortement de la géométrie de l'expérience. Si le condensat peut se comprimer sur lui-même dans les trois directions de l'espace, on assiste à une implosion du condensat, et formation de produits secondaires (molécules, agrégats). Ce phénomène baptisé "Bose Nova" a été étudié en détail à Boulder [45].

Dans une géométrie quasi uni-dimensionnelle, l'équation de Gross-Pitaevskii avec un champ moyen attractif possède des solutions stables sous forme de solitons. Ceci a été mis en évidence avec un condensat de lithium dans notre laboratoire et à l'université de Rice [46, 47]. La figure 6 présente les résultats obtenus à l'ENS. Un condensat de lithium (^{7}Li) est préparé par la méthode "traditionnelle" décrite plus haut, en choisissant un champ magnétique assurant une valeur positive de a, de l'ordre de +2.1 nm. Le potentiel magnétique est ensuite débranché lentement et le condensat est lâché dans un guide optique, formé par un faisceau laser focalisé se propageant dans le long de l'axe z. On réalise ainsi une situation quasi-unidimensionnelle : la fréquence d'oscillation $\omega_\perp$ dans le plan xy est élevée et on peut considérer avec une bonne approximation que le mouvement dans ce plan est gelé. En d'autres termes, le quantum d'énergie $\hbar\omega_\perp$ est grand devant les

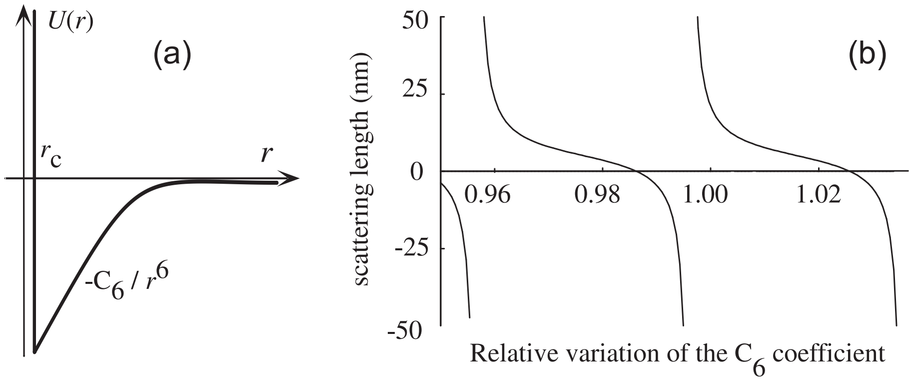

FIG. 5 – *(a) Potentiel de Van der Waals potential C_6/r^6 entre deux atomes neutres ; le potentiel est tronqué en r_c pour prendre en compte la répulsion entre les nuages électroniques. (b) Variations de la longueur de diffusion a (en nanomètres) pour un petit changement du coefficient C_6 (les données correspondent au cas du césium.)*

échelles d'énergie du problème, température ou énergie de champ moyen. Si le champ moyen est négligeable ($a \sim 0$, figure 6a), on constate que le nuage d'atomes s'étale en se propageant. C'est l'étalement du paquet d'ondes bien connu de tout étudiant débutant en mécanique quantique. En revanche, pour un champ moyen attractif suffisamment important ($a = -0.21$ nm, figure 6b), la propagation du paquet d'atomes se fait sans déformation apparente sur une distance supérieure au millimètre.

Notons que des solitons gris ou noirs ont également été mis en évidence dans des condensats de Bose-Einstein [48, 49]. Ces solitons sont observés pour un champ moyen répulsif ($g > 0$) et sont caractérisés par un trou dans le profil de densité du condensat, avec un saut de phase au centre du soliton. Ils se propagent dans le condensat à une vitesse inférieure à celle du son et ils disparaissent quand ils atteignent l'extrémité du condensat.

3.2 Contrôle du potentiel confinant les atomes

3.2.1 Condensat dans un potentiel tournant : vortex quantifiés

L'étude des fluides en rotation est en relation directe avec la mise en évidence de leur propriétés superfluides [50, 51, 52]. Considérons un superfluide placé dans un récipient cylindrique tournant autour de son axe vertical à la fréquence angulaire Ω. Si Ω est plus petite qu'une valeur critique Ω_c, le fluide restera au repos. Ceci est une manifestation directe de sa superfluidité : le mouvement des parois rugueuses du récipient est trop lent pour faire bouger le superfluide. Quand Ω est choisie au dessus de Ω_c, le superfluide se met en mouvement. Comme l'ont montré Onsager [53] et Feynman [54], le champ de vitesse résultant est soumis à des contraintes très fortes compte tenu de la nature quantique de cet objet. De la fonction d'onde macroscopique du condensat $\psi(\boldsymbol{r}) = \sqrt{\rho(\boldsymbol{r})}\ \exp i\theta(\boldsymbol{r})$, on déduit, en un point où la densité $\rho(\boldsymbol{r})$ est non nulle, le champ de vitesse :

$$\boldsymbol{v}(\boldsymbol{r}) = \frac{\hbar}{m}\boldsymbol{\nabla}\theta(\boldsymbol{r}) \ . \tag{2}$$

Il s'ensuit que la circulation de la vitesse sur tout contour fermé est quantifiée

$$\oint \boldsymbol{v}\cdot \mathrm{d}\boldsymbol{r} = n\frac{h}{m} \qquad \text{avec } n \text{ entier.} \tag{3}$$

Le fluide se met donc en mouvement par l'intermédiaire de lignes de singularité, ou ligne de vortex, le long desquelles la densité est nulle et autour desquelles la circulation de la vitesse prend une valeur non nulle. Ces vortex sont des structures universelles associées à un champ de vitesse en rotation. Ils apparaissent dans la physique de l'hélium liquide (voir la contribution de S. Balibar à ce recueil), ainsi que dans d'autres systèmes quantiques macroscopiques : étoiles à neutrons, supraconducteurs.

Plusieurs groupes ont étudié cette mise en rotation d'un condensat [55, 56, 57, 58, 59]. On part d'un condensat piégé dans un potentiel harmonique à symétrie de révolution autour de l'axe z :

$$U(\boldsymbol{r}) = \frac{1}{2}m\omega_\perp^2(x^2+y^2) + \frac{1}{2}m\omega_z^2 z^2 \ . \tag{4}$$

Le condensat est ensuite agité par un potentiel additionnel dans le plan xy :

$$\delta U(\boldsymbol{r}) = \frac{\epsilon}{2}m\omega_\perp^2(X^2-Y^2) \ , \tag{5}$$

où ϵ est de l'ordre de quelques pour-cent. Les axes propres de ce potentiel tournent à la fréquence angulaire Ω dans le référentiel du laboratoire :

$$X = x\cos(\Omega t) + y\sin(\Omega t) \qquad Y = -x\sin(\Omega t) + y\cos(\Omega t) \ . \tag{6}$$

La fréquence de rotation Ω est choisie dans l'intervalle $(0,\omega_\perp)$. Quand $\Omega = \omega_\perp$, la force centrifuge est égale à la force de confinement et le piège devient instable.

Dans l'expérience menée dans notre laboratoire à Paris, la mise en rotation du condensat est assurée par un faisceau laser et les vortex sont observés après expansion balistique du condensat [55]. Des résultats typiques sont indiqués sur la figure 7. Quand la fréquence est choisie en dessous d'une fréquence seuil Ω_c, aucune modification appréciable du condensat n'est observée. Juste au dessus de Ω_c, un trou apparaît dans le condensat. Pour des fréquences notablement plus hautes, un réseau de vortex se forme. Pour un rapport $\Omega/\omega_\perp$ fixé, le nombre de vortex dépend de la taille du condensat. Dans nos expériences, menées avec 10^5 atomes, nous avons pu voir jusqu'à 18 vortex. Au MIT puis à Boulder, avec des condensats contenant 10^7 atomes, des réseaux de 150 vortex ont pu être observés [56, 60].

De nombreuses études ont été menées ces dernières années sur ces vortex. On a étudié leur nucléation et leur décroissance, et mesuré le moment cinétique moyen du condensat en rotation (pour une revue, voir [52]). La forme de la ligne de vortex dans un condensat allongé est également un problème non trivial qui a reçu récemment des réponses théoriques et expérimentales [61, 62, 63, 64]. Enfin les modes de vibration d'un vortex unique et d'un réseau de vortex ont été étudiés expérimentalement [65, 66]. Signalons que la nucléation de vortex quantifiés n'est pas la seule signature de superfluidité au sein de ces milieux. D'autres preuves de superfluidité sont présentées dans les références [67, 68, 69, 70, 71]. Mentionnons également que les vortex peuvent être nucléés dans un condensat sans agitateur tournant, grâce à l'"impression" directe sur les atomes de la phase quantique $e^{i\theta}$ recherchée [72, 73].

3.2.2 Condensat dans un potentiel périodique : la transition de Mott

Un autre type de potentiel facilement réalisable et applicable sur un gaz d'atomes froids ou un condensat est une modulation spatiale périodique. On éclaire pour cela le condensat avec une onde laser stationnaire et on réalise ainsi un potentiel de période et d'amplitude ajustables.

De nombreuses études ont été menées sur le comportement d'atomes plongés dans ces réseaux optiques [75, 76]. Une expérience spectaculaire concerne l'observation de la transition de Mott (transition isolant-superfluide) [77, 78]. Elle a été menée à Munich [79] et elle a consisté à placer un condensat dans un potentiel périodique tri-dimensionnel de symétrie cubique :

$$U(\boldsymbol{r}) = U_0\left(\sin^2 kx + \sin^2 ky + \sin^2 kz\right)$$

Pour une faible valeur de l'amplitude U_0 du potentiel, le couplage tunnel entre sites est important. L'état fondamental du système à N atomes est alors donné par une fonction d'onde macroscopique :

$$|\Psi\rangle = \left(\sum_{i=1}^{M} a_i^\dagger\right)|0\rangle \tag{7}$$

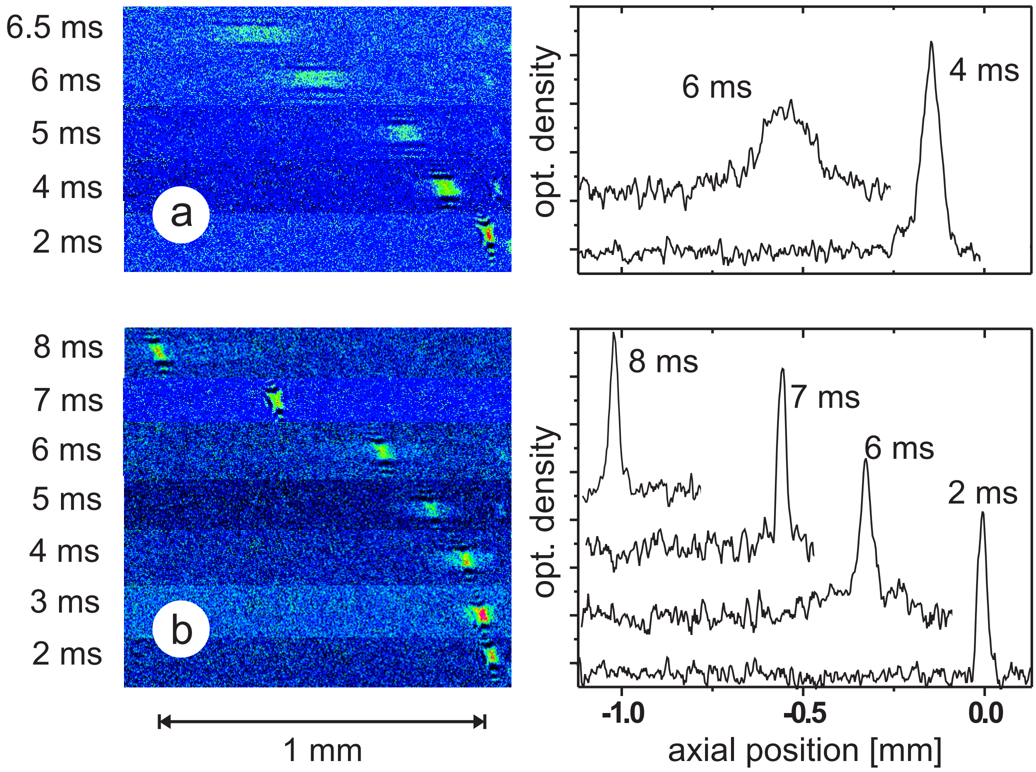

FIG. 6 – *Propagation d'un paquet d'atomes condensé dans un guide lumineux constitué par un faisceau laser focalisé. Quand le terme de champ moyen est négligeable (a), le paquet s'étale en se propageant. En revanche, si le champ moyen est attractif (b), le nuage d'atomes se propage sans déformation sur plus d'un millimètre ; c'est un soliton. Dans les deux cas, le mouvement du centre de masse du paquet est uniformément accéléré vers la gauche [46].*

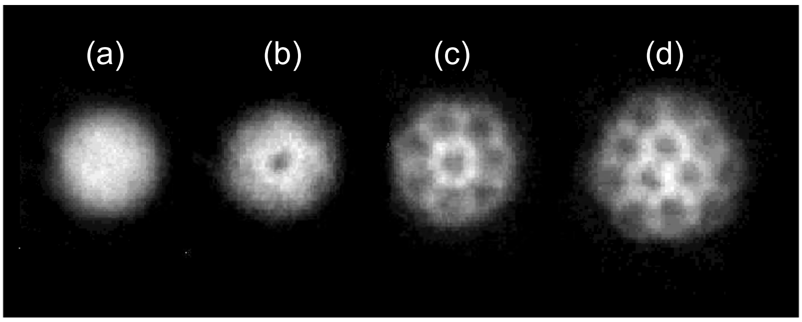

FIG. 7 – *Profil de densité après expansion balistique d'un condensat mis en rotation avec un agitateur laser. (a) La fréquence de rotation Ω est en dessous d'une fréquence critique Ω_c et rien ne se produit. (b) Juste au dessus de Ω_c, le premier vortex apparaît. (c,d) Ω est notablement audessus de Ω_c et un réseau régulier de vortex se forme (réseau triangulaire d'Abrikosov) [55].*

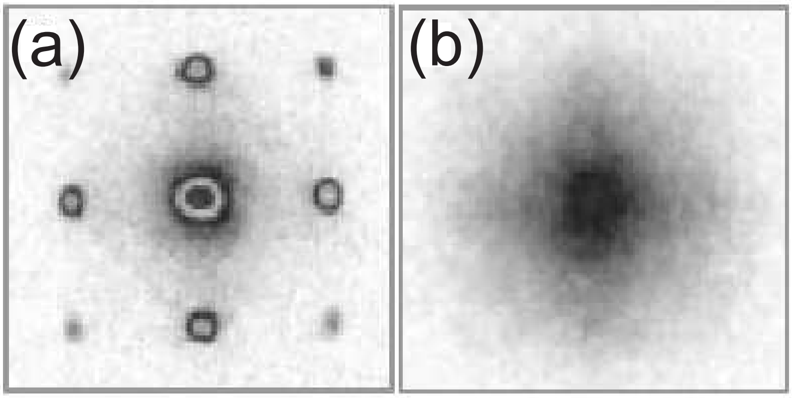

FIG. 8 – *Distribution des atomes d'un condensat dans un réseau cubique tri-dimensionnel, mesurée après expansion ballistique. (a) Phase superfluide, obtenue pour une faible valeur U_0 du potentiel périodique de confinement. Les différents pics révèlent la cohérence de la fonction d'onde atomique sur plusieurs sites du réseau. (b) Phase isolante, obtenue pour une valeur de U_0 double de la précédente. Les atomes sont alors localisés sur les différents sites du réseau.*

L'opérateur $a_i^\dagger$ crée un atome sur le site i du réseau et la somme porte sur l'ensemble des M sites du réseau. Dans cet état superfluide, chaque atome est délocalisé sur l'ensemble des sites du réseau. Ceci peut être vérifié expérimentalement en faisant une mesure de la distribution en impulsion des atomes (figure 8a). On trouve une distribution en impulsion avec des pics régulièrement espacés, qui est attendue si la fonction d'onde spatiale est délocalisée sur un réseau périodique.

Quand on augmente l'amplitude U_0 du potentiel, une transition se produit quand l'amplitude du couplage tunnel devient notablement inférieure à l'énergie d'interaction entre deux atomes occupant le même site. Les fluctuations du nombre d'atomes par site deviennent coûteuses en énergie, ce qui favorise un état fondamental du système avec un nombre bien défini d'atomes sur chaque site :

$$|\Psi\rangle = \prod_{i=1}^{M} \left(a_i^\dagger\right)^n |0\rangle \tag{8}$$

avec n de l'ordre de 1 ou 2 dans l'expérience de Munich. L'expansion balistique révèle la transition vers un tel état (figure 8b). On obtient une distribution en impulsion avec une seule composante, centrée en 0. Il n'y a plus de cohérence de la fonction d'onde d'un atome sur le réseau.

En branchant et en débranchant lentement le potentiel périodique créé par la lumière, les chercheurs de Munich ont montré qu'on pouvait basculer réversiblement entre les états conducteurs et isolants. Ce système, qui permet d'accumuler un nombre contrôlé d'atomes sur un site donné du réseau optique, ouvre des perspectives très prometteuses dans le domaine de l'information quantique.

4 Gaz de Fermi dégénérés

4.1 Le refroidissement sympathique des fermions

A l'inverse des bosons (particules de spin entier) conduisant à la condensation décrite ci-dessus, les fermions (particules de spin demi-entier), à cause du principe d'exclusion de Pauli, ne peuvent occuper à plusieurs un même état quantique du piège. A température nulle, ils remplissent les niveaux du piège un par un jusqu'à une énergie appelée énergie de Fermi E_F. Un système d'atomes fermioniques ultra-froids aura donc des propriétés radicalement différentes de celles d'un gaz de Bose. Dans le régime quantique, les fermions pourront constituer un modèle pour l'étude d'objets plus complexes comme les matériaux supra-conducteurs, les noyaux atomiques ou encore les étoiles à neutrons.

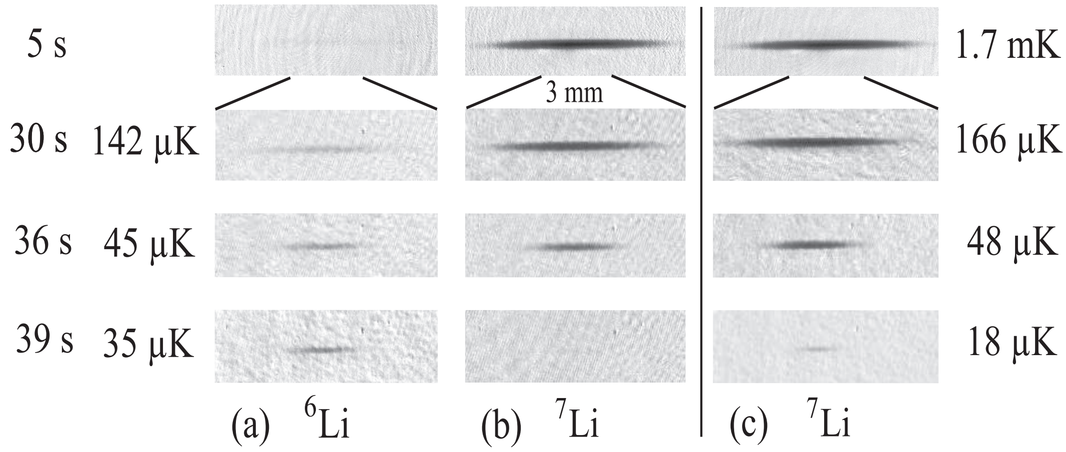

FIG. 9 – *Refroidissement sympathique du gaz de lithium fermionique (^{6}Li) par contact thermique avec l'isotope bosonique (^{7}Li) refroidi par évaporation, (a) et (b). Images en absorption à divers stades de la rampe d'évaporation. Les tailles similaires des nuages de ^{6}Li et de ^{7}Li montrent que le contact thermique entre les deux espèces est bon, excepté à la fin de la rampe où le nombre de bosons devient inférieur à celui des fermions (découplage). A titre de comparaison, l'évaporation de l'isotope bosonique seul avec le même nombre initial d'atomes est présenté en (c) [82].*

Pour abaisser la température d'un gaz de Fermi confiné dans un piège magnétique, la méthode du refroidissement évaporatif, désormais standard pour les bosons, doit être modifiée pour les fermions. En effet, pour des fermions polarisés, les collisions dans l'onde s sont interdites ; les sections efficaces dans les autres ondes partielles sont considérablement réduites à basse température. On utilise alors une nouvelle méthode de refroidissement, le refroidissement évaporatif sympathique : le gaz de Fermi et une autre espèce sont confinés dans le même piège magnétique et l'évaporation est réalisée sélectivement sur l'un des deux gaz. Par collisions élastiques entre les deux espèces, le mélange est refroidi. Cette deuxième espèce peut être le même atome fermionique dans un autre état de spin [80, 81], ou bien un isotope bosonique du même gaz [82, 83], ou bien encore un gaz de boson d'une autre espèce atomique [85, 86]. A ce jour, deux espèces de fermions ont été refroidies jusqu'à la dégénérescence quantique, le ^{40}K et le ^{6}Li, avec des températures comprises entre 0.1 et $0.2\,T_F$, où T_F est la température de Fermi en dessous de laquelle les effets de la dégénérescence quantique se manifestent. Le ^{40}K a été refroidi soit par collisions entre atomes dans deux états de spins [80], soit par collisions avec le ^{87}Rb [85]. Le ^{6}Li a été refroidi par collisions entre atomes dans deux états de spins [81, 88], par collisions avec le ^{7}Li [82, 83] ou avec le ^{23}Na [87].

Prenons l'exemple du gaz fermionique de ^{6}Li mélangé au gaz bosonique de ^{7}Li (Fig.9). Le ^{6}Li est confiné dans l'état $|F = 3/2, m_F = 3/2\rangle$ et le ^{7}Li dans l'état $|F = 2, m_F = 2\rangle$. Le système est refroidi en évaporant les bosons grâce à une transition micro-onde résonnante uniquement avec ^{7}Li. Disposant au départ d'un nombre d'atomes de ^{7}Li beaucoup plus élevé (par un facteur 1000) que le nombre d'atomes de ^{6}Li, cette approche permet d'atteindre le régime de dégénérescence quantique pour les deux espèces [82, 83]. La dégénérescence du gaz de Fermi est atteinte lorsque la température est inférieure à la température de Fermi T_F. Pour un piège harmonique, la température de Fermi est donnée par :

$$k_B T_F = \hbar\bar{\omega}(6N)^{1/3} \ , \tag{9}$$

où $\bar{\omega} = (\omega_1\omega_2\omega_3)^{1/3}$ est la fréquence moyenne d'oscillation du piège et N le nombre de fermions confinés. Dans un piège de Ioffe-Pritchard typique, $N = 3.2\times10^5$, $\bar{\omega} \sim 2\pi\times2\,$kHz et la température de Fermi vaut $T_F \sim 11\mu$K.

4.2 Mélanges de gaz quantiques dégénérés

Comme l'illustre la figure 10, le refroidissement évaporatif sympathique permet l'obtention d'un mélange de gaz quantiques dégénérés : les bosons (^{7}Li) forment un condensat de Bose-Einstein (le pic étroit entouré du nuage thermique) et les fermions (^{6}Li) forment une mer de Fermi beaucoup plus large à cause de la pression de Fermi. La température la plus basse qui a pu être mesurée pour ce mélange est $T = 0.28\,\mu\mathrm{K} \simeq 0.2(1)\,T_\mathrm{C} = 0.2(1)\,T_\mathrm{F}$, où T_C est la température de condensation de Bose-Einstein et T_F la température de Fermi. Ces deux gaz sont en interaction forte dans le même piège magnétique [84]. La longueur de diffusion $a_\mathrm{BF} = +2\,\mathrm{nm}$ caractérisant l'interaction boson-fermions est ici positive et bien plus grande que la longueur de diffusion $a_\mathrm{BB} = +0.27\,\mathrm{nm}$ caractérisant l'interaction entre deux bosons.

A la suite des spectaculaires résultats obtenus dans le passé sur les mélanges liquides d'hélium 4 et hélium 3, on peut d'ores et déjà prédire que l'exploration de la physique de ces mélanges de gaz dégénérés ultra-froids sera très riche.

4.3 Effondrement d'un gaz de Fermi

Un exemple spectaculaire du rôle des interactions entre un condensat et un gaz de Fermi a été réalisé récemment à l'université de Florence [85]. Un condensat de ^{87}Rb est mélangé avec un gaz de Fermi de ^{40}K dans un piège magnétique à une température $T < T_C$ et $T < T_F$. La longueur de diffusion a_BB caractérisant les interactions entre atomes de ^{87}Rb est $+5$ nm, une valeur bien plus faible que la longueur de diffusion $a_\mathrm{BF} = -22\,\mathrm{nm}$ caractérisant l'interaction attractive entre les bosons et les fermions. Les auteurs de la ref.[85] ont observé que lorsque le nombre de bosons condensés dépassait 10^5, le nombre de fermions piégés, initialement de l'ordre de 3×10^4, subissait une brutale diminution d'un facteur ~ 2 (figure 11). L'interprétation de cet effet est très simple : le champ moyen attractif entre les deux espèces contrebalance la pression de Fermi du gaz de fermions. Lorsqu'il excède celle-ci, le système devient instable et l'effondrement se produit brutalement, en une durée plus petite que 50 ms. Il conduit à une augmentation importante des pertes sur le gaz de fermions alors que le condensat n'est que faiblement affecté.

4.4 Recherche de la superfluidité dans un gaz de Fermi en interaction

L'un des enjeux majeurs de ce domaine de recherche est maintenant d'abaisser la température d'un mélange de gaz de fermions en interaction attractive. Bien en dessous de la température de Fermi, une transition de phase vers un état superfluide est prédite. Cette transition (dite transition BCS, pour Bardeen Cooper, Schrieffer), correspond à la formation de paires de fermions de spins opposés qui forment un condensat [90]. La température de transition est donnée par :

$$T_\mathrm{BCS} \simeq 0.3\,T_\mathrm{F}\ \exp\left(\frac{-\pi}{2k_\mathrm{F}a}\right) \qquad \text{pour} \qquad k_\mathrm{F}a \ll 1, \qquad \text{soit} \qquad T_\mathrm{BCS} \ll T_\mathrm{F}\ , \tag{10}$$

où k_F est l'impulsion de Fermi et a la longueur de diffusion avec $a < 0$. Une prédiction théorique récente indique que l'utilisation d'une résonance de Feshbach pourrait conduire à une augmentation spectaculaire de la température de condensation BCS [91]. Cette transition se produirait à une valeur seulement quatre fois plus faible que la température de Fermi, température aisément réalisable dans les expériences. En cas de succès, ces travaux permettraient de faire un pont très fructueux avec d'autres domaines de recherche comme la physique des supraconducteurs à haute température, la physique des étoiles à neutrons et l'information quantique.

Dans le cas du lithium 6 dans son état hyperfin fondamental, une telle résonance de Feshbach se produit entre les deux niveaux les plus bas. Cette résonance présente *a priori* les caractéristiques nécessaires pour la transition BCS. Se pose alors la question de la détection de cette transition superfluide. Plusieurs méthodes ont été proposées, comme l'excitation de modes particuliers sensibles à la présence de la composante superfluide [92], la spectroscopie laser de la bande interdite (gap BCS) [93] ou encore l'analyse des images de temps de vol lorsque le piège est fortement anisotrope [94]. Elles sont actuellement à l'étude dans une dizaine de laboratoires.

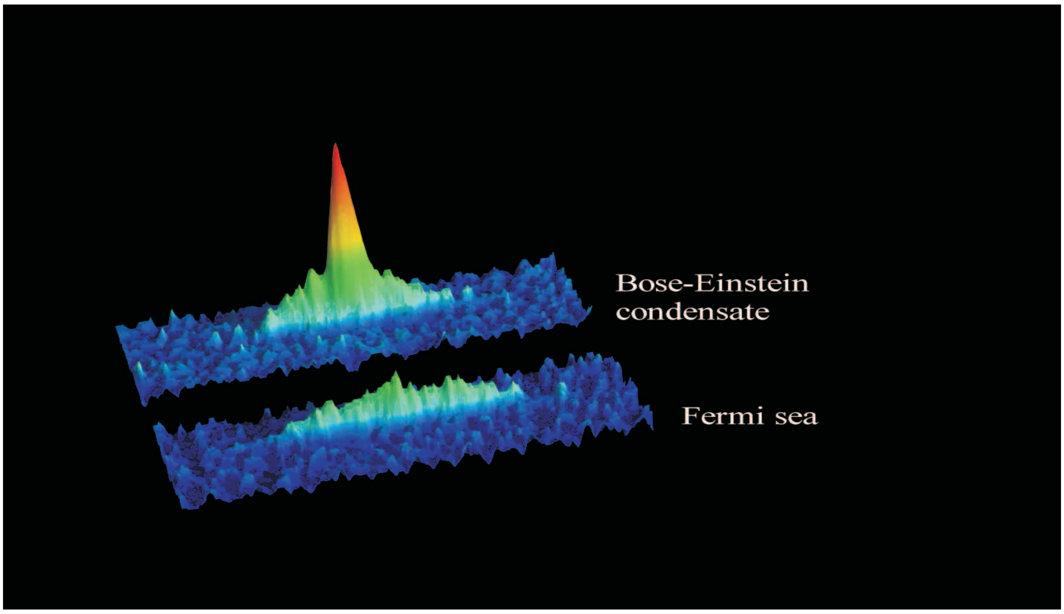

FIG. 10 – *Mélange de gaz quantiques ultra-froids confinés dans un piège magnétique : un condensat de Bose-Einstein d'atomes de lithium 7 immergé dans une mer de Fermi d'atomes de lithium 6. La température la plus basse produite pour ce mélange est de l'ordre de* $0.2\,T_F$ *[84].*

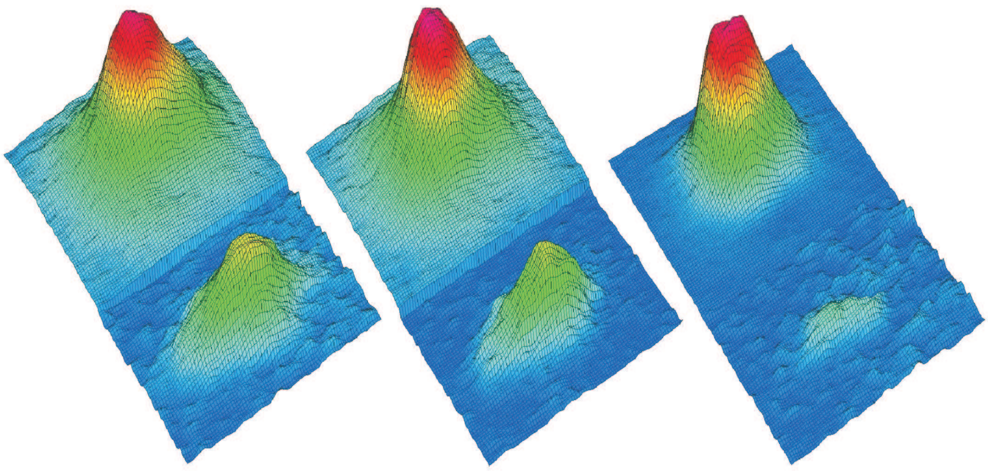

FIG. 11 – *Distributions de densité des atomes de rubidium (haut) et de potassium (bas) après expansion ballistique (19 ms pour* ^{87}Rb *et 4 ms pour* ^{40}K*) à divers stades de l'évaporation du rubidium. A gauche, le condensat de* ^{87}Rb *commence à se former à partir du nuage thermique et co-existe avec un gaz de Fermi relativement important. Au centre, lorsque le condensat croît, le gaz de Fermi subit une perte modérée par collisions inélastiques avec le condensat. A droite, lorsque le nombre d'atomes de rubidium condensés dépasse* 10^5*, le gaz de Fermi s'effondre brutalement. L'échelle verticale pour les fermions est multipliée par 3 [85].*

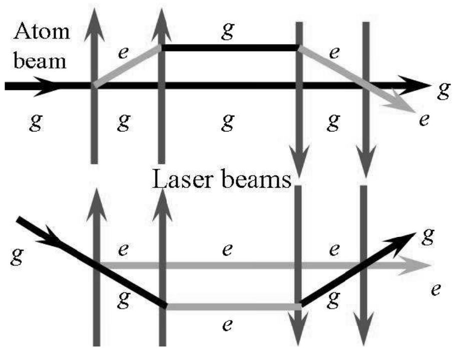

Fig. 12 – *Les deux interféromètres permettant de mesurer l'énergie de recul d'un atome et la constante de structure fine dans une horloge optique. Les atomes sont modélisés par un sytème à deux niveaux : g (état fondamental) et e (état excité). Ils interagissent avec deux paires de faisceaux lasers contre-propageants séparés dans l'espace ou dans le temps. Dans l'interféromètre supérieur (inférieur) les atomes sont dans leur niveau fondamental (excité) dans la zone centrale entre les deux paires de faisceaux. Pour des transitions à un photon, l'écart entre les deux résonances optiques est deux fois l'énergie de recul,* $h^2/(m_{\text{atome}}\lambda^2)$*. Plus généralement, les quatres zones d'interaction peuvent utiliser des transitions à plusieurs photons de façon à augmenter la sensibilité (image de Christian Bordé [97]).*

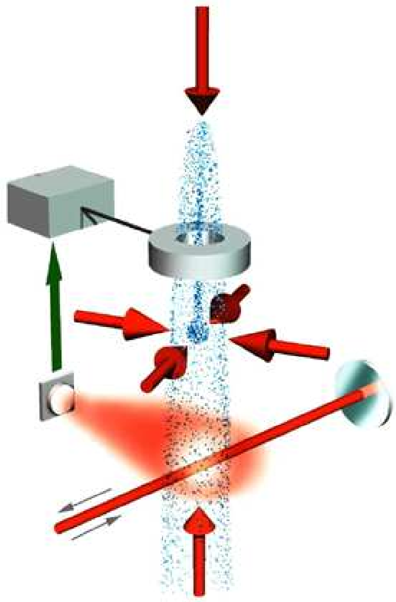

Fig. 13 – *Principe d'une fontaine atomique. Un nuage d'atomes de césium est refroidi par six faisceaux laser à une température de* $1\,\mu K$ *et lancé vers le haut à une vitesse de 4 m/s. Les atomes traversent à la montée et à la descente une cavité où règne un champ micro-onde de fréquence proche de celle de la transition entre les niveaux hyperfins de l'atome de césium. Les atomes excités par le champ micro-onde sont détectés en dessous du dispositif par un faisceau laser qui les fait fluorescer. La durée entre les deux interactions est de l'ordre de 0.5 s.*

5 Senseurs inertiels et horloges atomiques

5.1 Pourquoi des atomes froids ?

Quand les atomes sont lents, on peut les observer longtemps, ce qui offre la possibilité de mesurer avec grande précision la fréquence correspondant à une transition entre deux niveaux d'énergie atomiques. Les horloges atomiques et les senseurs inertiels à ondes de matière sont ainsi devenus deux applications parmi les plus importantes des atomes froids [95, 96]. On montre que les horloges atomiques micro-ondes et optiques ainsi que les senseurs inertiels font partie de la même classe d'interféromètres atomiques [97]. Suivant la géométrie de l'expérience, ces interféromètres peuvent être sensibles à la fréquence du champ d'interrogation (horloges), à un champ d'accélération (accéléromètres, gravimètres) ou de rotation (gyromètres). Dans toutes ces disciplines, les atomes froids ont apporté un gain en sensibilité important, à cause de leurs faibles vitesses. Si T est la durée d'interaction cohérente entre le (ou les) champ(s) excitateur(s) et les N atomes, la résolution d'une mesure de fréquence est proportionnelle à $N^{-1/2}T^{-1}$, la résolution d'une mesure interférométrique d'accélération à l'aide de lasers de longueur d'onde λ varie comme $N^{-1/2}\lambda T^{-2}$ et la mesure d'une rotation Sagnac pour un dispositif de longueur L est en $N^{-1/2}\lambda L^{-1}T^{-1}$. Dans un dispositif en fontaine, T peut être de l'ordre de la seconde, apportant une amélioration potentielle par un facteur 100 à 1000 par rapport aux dispositifs à atomes "chauds".

Les premières fontaines atomiques furent réalisées sur le sodium en 1989 à Stanford [98] et sur le césium en 1991 dans notre laboratoire [99]. En une dizaine d'années, les horloges atomiques ont gagné presque deux ordres de grandeur en précision : aujourd'hui, l'inexactitude des fontaines de l'Observatoire de Paris n'excède pas 7×10^{-16}, soit une seconde d'erreur en cinquante millions d'années et les perspectives d'amélioration sont encore importantes [100]. En ce qui concerne les senseurs inertiels, dès 1991, l'équipe de S. Chu à Stanford avait montré une sensibilité aux changements de l'accélération de la pesanteur g de 3×10^{-8} en 40 min d'intégration. Aujourd'hui, cette sensibilité est $\delta g/g \sim 3 \times 10^{-9}$ en 1 min et l'incertitude absolue de 5×10^{-9} [102]. La sensibilité aux rotations obtenue à l'université de Yale est de l'ordre de 6×10^{-10} $\mathrm{rad\,s^{-1}\,Hz^{-1/2}}$ [103], comparable aux meilleurs gyromètres optiques actuels après 30 années de développement. Enfin une mesure très précise de la constante de structure fine $\alpha = e^2/(\hbar c)$ peut être déduite d'une mesure en fréquence de l'énergie de recul $E_R = h^2/(2m_{\text{atome}}\lambda^2)$ dans un interferomètre atomique du type Ramsey-Bordé présenté sur la figure 12 [97]. En effet, dans la relation :

$$\alpha^2 = \frac{2R_\infty}{c}\frac{m_p}{m_e}\frac{m_{\text{atome}}}{m_p}\frac{h}{m_{\text{atome}}} \tag{11}$$

toutes les quantités, constante de Rydberg R_∞, vitesse de la lumière c, rapport de la masse du proton m_p sur la masse de l'électron m_e, sont connues avec une incertitude inférieure à 10^{-9}. Ainsi une détermination par interférométrie atomique de α est possible à ce niveau. Les mesures récentes de l'université de Stanford présentent une incertitude de 10^{-8} tout à fait compétitive avec les autres déterminations de α et elles ont l'avantage de ne pas dépendre de calculs d'électrodynamique quantique [101].

5.2 Un exemple : horloges à atomes froids

Comment fonctionne une horloge atomique ? Depuis la Conférence générale des poids et mesures de 1967, "la seconde est la durée de 9 192 631 770 périodes de la radiation correspondant à la transition entre les deux niveaux hyperfins de l'état fondamental de l'atome de césium 133". Ces deux niveaux correspondent aux deux orientations relatives possibles (parallèle ou anti-parallèle) du moment magnétique de l'électron externe et du moment magnétique du noyau. Une horloge réalise simplement une expérience de spectroscopie résonnante : on prépare un échantillon d'atomes de césium froids dans leur niveau d'énergie fondamental. En balayant la fréquence d'une source micro-onde autour de la valeur $\nu_0 = 9\,192\,631\,770\,\mathrm{Hz}$, on mesure le nombre d'atomes transférés dans le niveau supérieur de la transition par le champ micro-onde en fonction du désaccord à résonance. Ayant pointé le sommet de la résonance, un asservissement électronique maintient la fréquence de la source micro-onde précisément au sommet. Pour des atomes à une température de 1 microKelvin, la vitesse d'agitation thermique est de l'ordre du centimètre par seconde et, sur terre, c'est l'accélération de la pesanteur qui limite le temps de mesure. Aussi utilise-t-on une fontaine atomique dans laquelle les atomes sont lancés verticalement à travers une cavité micro-onde où règne le champ excitateur.

Le principe d'une telle fontaine est illustré sur la figure 13. Les atomes sont tout d'abord capturés et refroidis dans un piège magnéto-optique ou une mélasse optique. Les atomes sont ensuite pompés optiquement dans le sous-niveau fondamental g_1 et lancés vers le haut à travers une cavité micro-onde excitatrice qui les porte dans une superposition linéaire des deux états g_1 et g_2 de la transition d'horloge. Cette fonction d'onde évolue librement pendant tout le trajet qu'effectuent les atomes au-dessus de la cavité. La gravité leur fait faire demi-tour et repasser dans la cavité à la descente au bout du temps T. Les atomes interagissent alors une seconde fois avec la micro-onde, et on détecte finalement, dans un faisceau sonde situé sous la cavité, les atomes qui ont effectué la transition vers le niveau g_2.

On peut montrer que la probabilité $P_{g_1\to g_2}(T)$ de transition de g_1 vers g_2 est une fonction de l'écart à résonance et du temps total T :

$$P_{g_1\to g_2}(T) \sim \cos^2\left(\pi(\nu_{12}-\nu)T\right) \tag{12}$$

Quand on balaye la fréquence ν de la micro-onde, on obtient alors un signal modulé appelé *franges de Ramsey* (figure 14) ; la largeur à mi-hauteur $\delta\nu$ des franges est $1/2T$. Pour une fontaine de 30 cm de hauteur, le temps T vaut 0.5 s et la largeur des franges n'est que de 1 Hz. Ceci correspond à un facteur de qualité $\delta\nu/\nu$ égal à 10^{10}.

C'est un gain d'un facteur 100 à 1000 par rapport aux horloges à césium conventionnelles. Le rapport signal sur bruit du signal de la figure 14 n'est pas limité par du bruit de nature technique, mais par le bruit fondamental d'une mesure quantique : la mesure par fluorescence projette la fonction d'onde atomique qui est une superposition linéaire de g_1 et g_2 dans l'un ou l'autre des deux états. Si le nuage atomique lancé comporte N atomes non corrélés, alors ce bruit dit "bruit de projection quantique"est simplement proportionnel à $1/\sqrt{N}$. En faisant donc varier N, il a été possible de vérifier que cette cause de bruit était prédominante jusqu'à environ 10^6 atomes détectés [104].

Avec cette méthode, l'exactitude des horloges à césium développées au laboratoire BNM-SYRTE de l'Observatoire de Paris atteint aujourd'hui 7×10^{-16} en valeur relative, la meilleure exactitude aujourd'hui réalisée. De façon paradoxale, cette exactitude est aujourd'hui sévèrement limitée par les très fortes interactions entre atomes de césium qui existent à très basse température, effet qui, bien sûr, ne pouvait pas être anticipé au moment du choix de l'atome de césium en 1967 pour la définition de la seconde ! Ces interactions entre atomes froids sont également à l'origine des grandes difficultés qu'il a fallu surmonter pour parvenir à produire un condensat de césium [14]. Les autres alcalins possèdent une longueur de diffusion bien plus faible et donc un déplacement de champ moyen réduit. Ainsi une fontaine opérant avec des atomes de rubidium présente un déplacement collisionnel 50 à 100 fois plus faible et est en passe de surpasser son homologue à césium [105, 106]. Le second intérêt scientifique de cette fontaine à rubidium est qu'il permet de rechercher une éventuelle variation temporelle des constantes fondamentales de la physique.

5.3 Recherche d'une dérive des constantes fondamentales

La recherche d'une éventuelle dérive des constantes fondamentales telles que la constante de structure fine α, les masses de l'électron m_e et du proton m_p, l'interaction gravitationnelle G, .. est un sujet actuellement très actif au niveau international à cause des implications fondamentales qu'une telle détection entraînerait (violation du principe d'équivalence par exemple) [107]. Des modèles récents issus des théories de cordes prédisent justement une variation des constantes fondamentales à des niveaux de sensibilité parfois proches des niveaux expérimentalement réalisables à court terme [108]. Dans le cas des horloges atomiques, le principe de la mesure repose sur la comparaison à diverses époques des énergies hyperfines de deux (ou plusieurs) atomes alcalins de numéros atomiques Z différents [109]. A cause de corrections relativistes importantes pour les Z

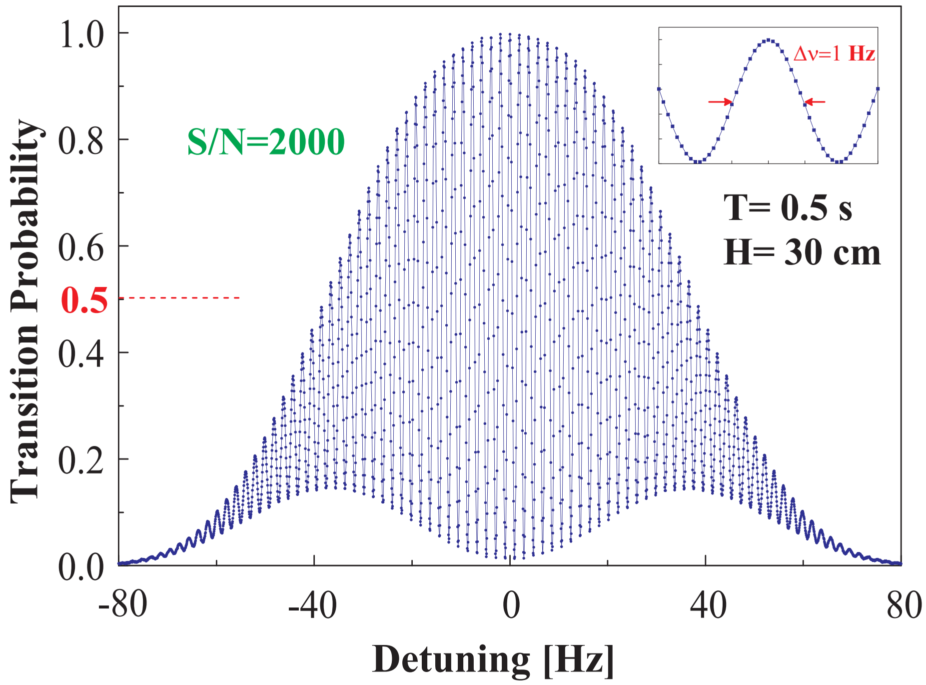

Fig. 14 – *Franges de Ramsey obtenues dans une fontaine à atomes de césium : probabilité de transition en fonction du désaccord du champ micro-onde. La largeur d'une frange est de 1 Hz. Chaque point correspond à une mesure de durée 1 s et le rapport signal/bruit par point (2000 à résonance) est limité par le bruit de projection quantique [104].*

élevés, la structure hyperfine des atomes alcalins n'est pas simplement proportionnelle à α^2, comme pour l'atome d'hydrogène. C'est une fonction plus complexe du produit $Z\alpha$. Par comparaison entre une fontaine à rubidium et plusieurs fontaines à césium sur une durée proche de 5 ans [110], figure 15, une nouvelle limite supérieure a pu être établie pour le rapport $\nu(^{87}Rb)/\nu(^{133}Cs)$:

$$\frac{d}{dt}\ln(\frac{\nu_{\mathrm{Rb}}}{\nu_{\mathrm{Cs}}}) = (0.2 \pm 7)\,10^{-16}\,\mathrm{an}^{-1} \tag{13}$$

Dans le cadre théorique de la référence [109], on en déduit une nouvelle limite sur la variation de α :

$$\frac{\dot{\alpha}}{\alpha} = (-0.4 \pm 16)\,10^{-16}\,\mathrm{an}^{-1} \tag{14}$$

Cette mesure représente un gain d'un facteur 100 sur les mesures antérieures faites en laboratoire. Elle est susceptible encore d'améliorations considérables grâce à l'utilisation d'une fontaine double rubidium-césium en cours de construction.

5.4 Horloges spatiales

Dans une fontaine atomique, le temps qui sépare les deux interactions avec le champ dans la cavité micro-onde est limité par l'accélération de la pesanteur. En situation de microgravité, à bord de satellites, ce temps peut encore être allongé par un ordre de grandeur. C'est l'objet du projet PHARAO (Projet d'Horloge Atomique par Refroidissement d'Atomes en Orbite), développé par le CNES, le BNM-SYRTE et notre laboratoire. PHARAO a été sélectionné par l'ESA (Agence spatiale européenne) pour voler dans le cadre de la mission ACES [111] sur la station spatiale internationale fin 2006 pour une durée de 18 mois. Les divers sous-systèmes de l'instrument sont actuellement en cours de développement dans l'industrie. L'horloge PHARAO aura d'excellentes performances dans l'espace, son échelle de temps sera accessible à un grand nombre de laboratoires,

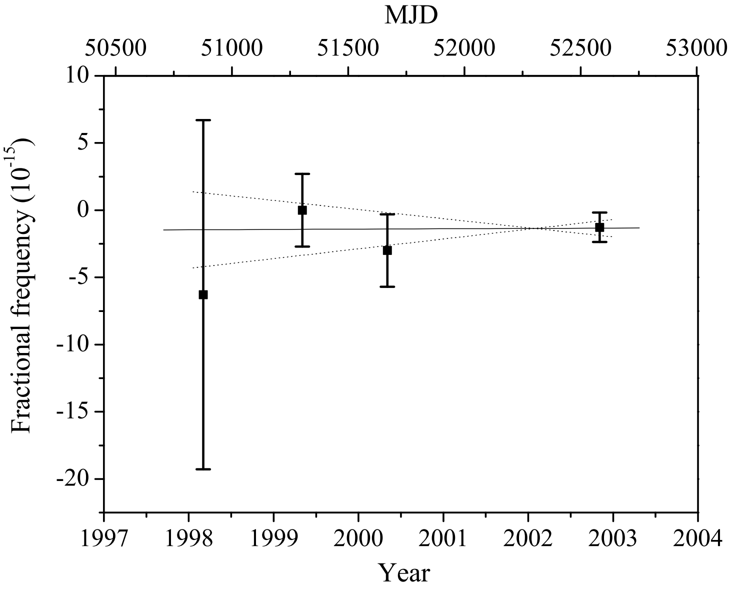

FIG. 15 – *Fréquence hyperfine du* ^{87}*Rb mesurées par rapport au césium sur une durée de 57 mois. La valeur de 1999* ($\nu_{\mathrm{Rb}}^{1999} = 6\,834\,682\,610.904\,333\,\mathrm{Hz}$) *est prise comme référence. Un fit linéaire pondéré donne :* $\frac{d}{dt}\ln\left(\frac{\nu_{\mathrm{Rb}}}{\nu_{\mathrm{Cs}}}\right) = (0.2 \pm 7.0) \times 10^{-16}\,\mathrm{an}^{-1}$

et elle pourra contribuer à la réalisation du temps atomique international. Par comparaison avec d'autres horloges au sol, divers tests de physique fondamentale pourront être réalisés, comme la mesure ultra-précise de l'effet Einstein (l'effet d'un champ de gravitation sur le temps propre d'une horloge) et l'amélioration de la recherche d'une éventuelle dérive des constantes fondamentales de la physique. Sur un plan beaucoup plus pratique, les systèmes de navigation par satellite tels que le GPS américain (Global Positioning System) ou le futur système Européen GALILEO font appel à des horloges atomiques. Le recours à des horloges beaucoup plus stables permettra d'améliorer la précision du positionnement. Ainsi, les progrès des horloges et des méthodes de transfert de temps à distance autoriseront à leur tour des avancées dans un grand nombre de disciplines, comme les télécommunications à haut débit, la géodésie, la géophysique et l'astrophysique.

5.5 Les horloges optiques

On assiste aujourd'hui à un développement rapide des horloges optiques à atomes froids et des méthodes de comparaison entre horloges fonctionnant dans divers domaines du spectre électromagnétique. Dans le domaine visible, la fréquence de base de l'horloge ν est 10^{14} ou 10^{15} Hz, au lieu de 10^{10} Hz dans le domaine micro-onde. Pour une largeur de résonance donnée $\delta\nu$, le facteur de qualité $\nu/\delta\nu$ peut donc être considérablement augmenté. Ceci permet d'espérer atteindre des stabilités relatives de fréquence de 10^{-17} ou 10^{-18}. On utilise des atomes neutres ou des ions possédant des transitions fortement interdites dans le domaine visible ou ultra-violet, éclairés par des lasers très bien stabilisés en fréquence. A ce jour le facteur de qualité le plus élevé a été obtenu sur l'ion Hg^+ au NIST avec une valeur de 10^{14} [113] et de nombreux autres ions, In^+, Yb^+, Ca^+, Sr^+,... sont en cours d'étude. En ce qui concerne les atomes neutres, la transition $1s \rightarrow 2s$ dans l'hydrogène possède un facteur de qualité ultime de 10^{15} et est étudiée depuis de nombreuses années au Max Planck Institute de Garching [114]. D'autres atomes (Mg, Ca, Sr, Yb, Ag, Au) possèdent également des transitions extrêmement fines dans le domaine visible. Parmi ceux-ci, l'isotope fermionique du strontium étudié au BNM-SYRTE semble un atome très intéressant [115, 116].

Une avancée majeure vient d'être réalisée ces dernières années dans la comparaison de fréquence entre horloges ultra-stables par l'utilisation de lasers femtosecondes à modes bloqués

[112, 113]. Ces lasers génèrent un peigne de fréquence dont l'espacement est extrêmement régulier. Si un tel faisceau est focalisé dans une fibre optique où les gradients d'indice sont importants, la forte dispersion induite par la nonlinéarité optique de la fibre permet d'obtenir en sortie un peigne cohérent couvrant plus d'une octave en fréquence. Cet octave permet par une méthode de doublage très simple d'optique non linéaire d'autoréférencer l'espacement entre composantes du peigne. Ainsi à partir d'une composante très bien stabilisée sur une raie atomique ou moléculaire, on déduit la fréquence de toutes les autres composantes du peigne. Par ses performances et sa simplicité, cette technique a désormais supplanté les chaînes de multiplication de fréquences très complexes utilisées auparavant. Elle permet non seulement de relier entre elles les horloges micro-ondes et optiques mais aussi directement deux horloges optiques. Ainsi les jours de l'atome de césium sont désormais comptés !

Références

[1] S.N. Bose, *Z. Phys.* **26**, 178 (1924).

[2] A. Einstein, *Sitzber. Klg. Preuss. Akad. Wiss.* **261** (1924) ; A. Einstein, *Sitzber. Klg. Preuss. Akad. Wiss.* **3** (1925).

[3] A. Pais, *Subtle is the Lord* (Oxford University Press, Oxford 1982).

[4] P. Kapitza, *Nature* **141**, 74 (1938).

[5] J.F. Allen, A.D. Misener, *Nature* **141**, 75 (1938).

[6] F. London, *Nature* **141**, 643 (1938).

[7] M.H. Anderson, J. Ensher, M. Matthews, C. Wieman, E. Cornell, *Science* **269**, 198 (1995).

[8] D.G. Fried, T. C. Killian, L. Willmann, D. Landhuis, S.C. Moss, D. Kleppner, T.J. Greytak, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 3811 (1998).

[9] A. Robert, O. Sirjean, A. Browaeys, J. Poupard, S. Nowak, D. Boiron, C.I. Westbrook, A. Aspect, *Science* **292** 461 (2001).

[10] F. Pereira Dos Santos, J. Léonard, Junmin Wang, C. J. Barrelet, F. Perales, E. Rasel, C. S. Unnikrishnan, M. Leduc, C. Cohen-Tannoudji, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 3459 (2001).

[11] C.C. Bradley, C.A. Sackett, R.G. Hulet, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 985 (1997). Voir aussi C.C. Bradley, C.A. Sackett, J.J. Tollett, R. G. Hulet, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1687 (1995).

[12] K.B. Davis, M.O. Mewes, N. Van Druten, D. Durfee, D. Kurn, W. Ketterle, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3969 (1995).

[13] G. Modugno, G. Ferrari, G. Roati, R. J. Brecha, A. Simoni, M. Inguscio, *Science* **294**, 1320–1322 (2001).

[14] T. Weber, J. Herbig, M. Mark, H.-C. Nägerl, and R. Grimm, *Science* **299**, 232 (2003).

[15] J.P. Wolfe, J.L. Lin, D.W. Snoke, 'Bose-Einstein Condensation of a Nearly Ideal Gas : Excitons in Cu_20'. In *Bose-Einstein Condensation*, ed. by A. Griffin, D.W. Snoke, S. Stringari (Cambridge University Press, Cambridge 1995) pp. 281–329.

[16] A. Mysyrowicz, 'Bose-Einstein Condensation of Excitonic Particles in Semiconductors'. In *Bose-Einstein Condensation*, ed. by A. Griffin, D.W. Snoke, S. Stringari (Cambridge University Press, Cambridge 1995) pp. 330–354.

[17] G. M. Kavoulakis and A. Mysyrowicz, *Phys. Rev. B* **61**, 16619 (2000).

[18] *Coherent Atomic Matter Waves (Les Houches-Ecole D'été de Physique Theorique*, R. Kaiser, C. Westbrook, F. David edts. (Springer-Verlag, 2001).

[19] M. Inguscio, S. Stringari, C.E. Wieman eds, *Proceedings of the International School of Physics Enrico Fermi*, Course CXL, *Bose–Einstein Condensation in Atomic Gases* (IOS Press, Amsterdam 1999).

[20] F. Dalfovo, S. Giorgini, l.P. Pitaevskii, S. Stringari, *Rev. Mod. Phys.* **71**, 463 (1999).

[21] C. J. Pethick and H. Smith, *Bose-Einstein Condensation in Dilute Gases* (Cambridge University Press, 2001).

[22] *Nature insight*, *Nature* **416**, 205–246 (2002).

[23] S. Chu, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 685 (1998).

[24] C. Cohen-Tannoudji, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 707 (1998).

[25] W.D. Phillips, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 721 (1998).

[26] W. Ketterle, N.J. Van Druten, *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics* **37**, 181 (1996).

[27] Y. Castin and R. Dum, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 5315 (1996).

[28] Yu. Kagan, E. L. Surkov, and G. V. Shlyapnikov, *Phys. Rev. A* **55**, R18 (1997).

[29] I. Bloch, T.W. Hänsch, T. Esslinger, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 3008 (1999).

[30] M.-O. Mewes, M. R. Andrews, D. M. Kurn, D. S. Durfee, C. G. Townsend, and W. Ketterle, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 582 (1997).

[31] B. P. Anderson and M. A. Kasevich, *Science* **282**, 1686 (1998).

[32] M. Kozuma, L. Deng, E. W. Hagley, J. Wen, R. Lutwak, K. Helmerson, S. L. Rolston, and W. D. Phillips, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 871.

[33] I. Bloch, T. W. Hänsch, T. Esslinger, *Nature* **403**, 166 (2000).

[34] W. Hänsel, P. Hommelhoff, T. W. Hänsch, J. Reichel, *Nature* **413**, 498 (2001).

[35] H. Ott et al., *Phys. Rev. Lett.* **87**, 230401 (2001).

[36] R. Folman *et al.*, *Adv. Atom. Mol. Opt. Phys.* **48**, 263 (2002).

[37] A.E. Leanhardt et al., *Phys. Rev. Lett.* **89**, 040401 (2002).

[38] E.A. Hinds, C.J. Vale and M.G. Boshier, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 1426 (2001).

[39] Des expériences similaires sont actuellement en cours au laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique.

[40] A. P. Chikkatur, Y. Shin, A. E. Leanhardt, D. Kielpinski, E. Tsikata, T. L. Gustavson, D. E. Pritchard, W. Ketterle, *Science* **296**, 2193 (2002).

[41] P. Cren, C.F. Roos, A. Aclan, J. Dalibard, D. Guéry-Odelin, *Eur. Phys. Jour.* **D20**, 107 (2002).

[42] E. Mandonnet, A. Minguzzi, R. Dum, I. Carusotto, Y. Castin, J. Dalibard, *Eur. Phys. J. D* **10**, 9 (2000).

[43] J. Dalibard : 'Collisional dynamics of ultra-cold atomic gases'. In : *Proceedings of the International School of Physics Enrico Fermi, Course CXL, Bose–Einstein Condensation in Atomic Gases*, ed. by M. Inguscio, S. Stringari, C.E. Wieman (IOS Press, Amsterdam 1999) pp. 321–350.

[44] S. Inouye, M.R. Andrews, J. Stenger, H.-J. Miesner, D.M. Stamper-Kurn, W. Ketterle, *Nature* **392**, 151 (1998).

[45] S. L. Cornish, N. R. Claussen, J. L. Roberts, E. A. Cornell, and C. E. Wieman, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 1795 (2000); E. A. Donley, N. R. Claussen, S. L. Cornish, J. L. Roberts, E. A. Cornell, C. E. Wieman, *Nature* **412**, 295 (2001).

[46] L. Khaykovich, F. Schreck, G. Ferrari, T. Bourdel, J. Cubizolles, L. D. Carr, Y. Castin, C. Salomon, *Science* **296**, 1290 (2002).

[47] K. E. Strecker, G. B. Partridge, A. G. Truscott, R. G. Hulet, *Nature* **417**, 150 (2002).

[48] S. Burger et al., *Phys. Rev. Lett.* **83**, 5198 (1999).

[49] J. Denschlag et al., *Science* **287**, 97 (2000).

[50] E.M. Lifshitz, L.P. Pitaevskii, *Statistical Physics, Part 2* (Butterworth-Heinemann, Oxford 1980).

[51] R.J. Donnelly, *Quantized Vortices in Helium II* (Cambridge University Press, Cambridge 1991).

[52] A. Fetter, A Svidzinsky, *J. Phys. Condens. Matter* **13**, 135 (2001).

[53] L. Onsager, *Nuovo Cimento* **6**, suppl. 2, 249 (1949).

[54] R.P. Feynman, 'Application of Quantum Mechanics to Liquid Helium'. In *Progress in Low Temperature Physics*, vol. 1, ed. by C. J. Gorter (North-Holland, Amsterdam, 1955) pp. 17–53.

[55] K.W. Madison, F. Chevy, W. Wohlleben, J. Dalibard, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 806 (2000).

[56] J.R. Abo-Shaeer, C. Raman, J.M. Vogels, W. Ketterle, *Science* **292**, 476 (2001).

[57] C. Raman, J.R. Abo-Shaeer, J.M. Vogels, K. Xu, W. Ketterle, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 210402 (2001).

[58] P.C. Haljan, I. Coddington, P. Engels, E.A. Cornell, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 210403 (2001).

[59] E. Hodby, G. Hechenblaikner, S.A. Hopkins, O.M. Maragò, C.J. Foot, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 010405 (2002).

[60] P. Engels, I. Coddington, P. C. Haljan, E. A. Cornell, cond-mat/0204449.

[61] J.J. García-Ripoll, V.M. Pérez-García, *Phys. Rev. A* **63**, 041603 (2001) ; J.J. García-Ripoll, V.M. Pérez-García, *Phys. Rev. A* **64**, 053611 (2001).

[62] A. Aftalion, T. Riviere, *Phys. Rev. A* **64**, 04s3611 (2001) ; A. Aftalion, R. L. Jerrard, cond-mat/0204475.

[63] M. Modugno, L. Pricoupenko, and Y. Castin, *Eur. Phys. J. D* **22**, 235 (2003).

[64] P. Rosenbusch, V. Bretin, and J. Dalibard, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 200403 (2002).

[65] P. Engels, I. Coddington, P. C. Haljan, and E. A. Cornell, **89**, 100403 (2002).

[66] V. Bretin, P. Rosenbusch, F. Chevy, G.V. Shlyapnikov, and J. Dalibard, cond-mat/0211101.

[67] D. Guéry-Odelin, S. Stringari, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 4452 (1999).

[68] O.M. Maragò, S.A. Hopkins, J. Arlt, E. Hodby, G. Hechenblaikner, C. J. Foot, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 2056 (2000).

[69] C. Raman, M. Köhl, R. Onofrio, D. S. Durfee, C.E. Kuklewicz, Z. Hadzibabic, W. Ketterle, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 2502 (1999).

[70] A.P. Chikkatur, A. Gorlitz, D.M. Stamper-Kurn, S. Inouye, S. Gupta, W. Ketterle, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 483 (2000).

[71] R. Onofrio, C. Raman, J.M. Vogels, J. Abo-Shaeer, A.P. Chikkatur, W. Ketterle, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2228 (2000).

[72] M.R. Matthews, B.P. Anderson, P.C. Haljan, D.S. Hall, C.E. Wieman, E.A. Cornell, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 2498 (1999).

[73] B.P. Anderson, P.C. Haljan, C.E. Wieman, E.A. Cornell, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2857 (2000).

[74] A. E. Leanhardt, A. Görlitz, A. P. Chikkatur, D. Kielpinski, Y. Shin, D. E. Pritchard, and W. Ketterle, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 190403 (2002).

[75] G. Grynberg and C. Robillard, *Phys. Rep.* **355**, 335 (2001).

[76] P. S. Jessen and I. H. Deutsch, *Adnaces in Atomic, Molecular and Optical Physics* **37**, eds. B. Bederson and H. Walther (Academic Press, Cambridge, 1996).

[77] M. P. Fisher, P.B. Weichman, G. Grinstein, D.S. Fisher, *Phys. Rev. B* 40, 546 (1989).

[78] D. Jaksch, C. Bruder, J. Cirac, C. W. Gardiner, P. Zoller, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 3108 (1998).

[79] M. Greiner, O. Mandel, T. Esslinger, T. W. Hänsch, I. Bloch, *Nature* **415**, 39 (2002).

[80] B. DeMarco and D. Jin, *Science* **285**, 1703 (1999).

[81] S. Granade, M. Gehm, K. O'Hara, and J. Thomas, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 120405 (2002).

[82] F. Schreck et al., *Phys. Rev. A* **64**, 011402R (2001).

[83] A. G. Truscott *et al.*, *Science* **291**, 2570 (2001).

[84] F. Schreck et al., *Phys. Rev. Lett.* **87**, 080403 (2001).

[85] G. Modugno, G. Roati, F. Riboli, F. Ferlaino, R. Brecha, M. Inguscio, *Science* **297**, 2240 (2002).

[86] Z. Hadzibabic et al., *Phys. Rev. Lett.* **89**, 160401 (2002).

[87] K. Dieckmann et al., *Phys. Rev. Lett.* **89**, 203201 (2002).

[88] K. O'Hara et al., *Science* **298**, 2179 (2002).

[89] H.T.C. Stoof and M. Houbiers, in *Bose-Einstein Condensation in Atomic Gases*, Proc. of the Enrico Fermi school, M. Inguscio, S. Stringari and C. Wieman eds., IOS Press (1999).

[90] J. Bardeen, L. Cooper and J. Schrieffer, *Phys. Rev. A* **108**, 1175 (1957).

[91] M. Holland, S. Kokkelmans, M. Chiofalo and R. Walser, *Phys. Rev. Lett.* **87** 120406 (2001).

[92] G. M. Bruun and B. R. Mottelson, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 270403 (2001).

[93] G. M. Bruun, P. Törmä, M. Rodriguez, and P. Zoller, *Phys. Rev. A* **64**, 033609 (2001).

[94] C. Menotti, P. Pedri, S. Stringari, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 250402 (2002).

[95] Voir par exemple : Proc of the 6^{th} Symposium on Frequency Standards and Metrology, P. Gill ed., World Scientific, (2001).

[96] *Atom Interferometry*, P. Berman ed., Academic Press (1997).

[97] C. Bordé, Metrologia, **39**, 435 (2002).

[98] M. Kasevich, E. Riis, S. Chu and R. de Voe, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 612 (1989).

[99] A. Clairon, C. Salomon, S. Guellati and W. D. Phillips, *Europhys. Lett.* **16**, 165 (1991).

[100] P. Lemonde et al., in *Frequency Measurement and control, Topics in Applied Physics* **79**, Springer, 131, (2001).

[101] A. Wicht, J. Hensley, E. Saralic and S. Chu, Proc of the 6^{th} Symposium on Frequency Standards and Metrology, P. Gill ed., World Scientific, 193, (2001).

[102] A. Peters, K. Chung, and S. chu, *Nature*, **400**, 849 (1999).

[103] A. Landragin, T. Gustavson, and M. Kasevich, in *Proc. of the 14^{th} Int. Conf. on Laser Spectroscopy*, R. Blatt, J. Eschner, D. Liebfried, F. Schmidt-Kaler eds., 170, World Scientific, (1999).

[104] G. Santarelli *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 4619 (1999).

[105] C. Fertig and K. Gibble, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 1622 (2000).

[106] Y. Sortais, S. Bize, C. Nicolas, and A. Clairon, C. Salomon, C. Williams, *Phys. Rev. Lett.* 85 (15), 3117 (2000).

[107] Pour une revue, voir par exemple J. P. Uzan, ArXiv : hep-ph/0205340.

[108] T. Damour, F. Piazza, and G. Veneziano, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 081601 (2002).

[109] J. D. Prestage, R. L. Tjoelker and L. Maleki, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3511 (1995).

[110] H. Marion, F. Pereira Dos Santos, M. Abgrall, S. Zhang, Y. Sortais, S. Bize, I. Maksimovic, D. Calonico, J. Grüenert, C. Mandache, P. Lemonde, G. Santarelli, P. Laurent, A. Clairon, and C. Salomon, to appear in Phys.Rev. Lett., Archiv :physics/0212112.

[111] Ch. Salomon, N. Dimarcq, M. Abgrall, A. Clairon, P. Laurent, P. Lemonde, G. Santarelli, P. Uhrich, L.G. Bernier, G. Busca, A. Jornod, P. Thomann, E. Samain, P. Wolf, F. Gonzalez, Ph. Guillemot, S. Léon, F. Nouel, Ch. Sirmain and S. Feltham, C.R. Acad. Sci. Paris, t.2, Série 4, 1313 (2001).

[112] J. Reichert, et al., *Phys. Rev. Lett.* **84**, 3232 (1999).

[113] S. Diddams et al., *Science* **293**, 825 (2001).

[114] M. Niering *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5496 (2000).

[115] H. Katori et al., *Phys. Rev. Lett.* **82**, 1116 (1999).

[116] I. Courtillot, A. Quessada, R.P. Kovacich, J-J. Zondy, A. Landragin, A. Clairon, and P. Lemonde, *Opt. Lett.* **28**, p. 468 (2003).

Jean Dalibard et Christophe Salomon
Laboratoire Kastler Brossel
24, rue Lhomond
75005 Paris