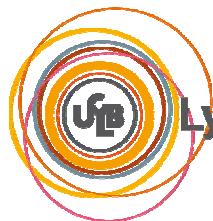


FORMATION

« *Sciences de la Matière* »

École Normale Supérieure de Lyon
Université Claude Bernard Lyon1



Lyon 1



STAGE 2008-2009

ALVAREZ, Juan Pablo
L3
Option Physique

Analyse d'images d'un condensat de Bose-Einstein d'atomes de Chrome

Les images, saisies à l'aide d'une caméra CCD, de nuages atomiques de condensats de Bose-Einstein de chrome prises après expansion balistique permettent d'accéder à la distribution d'impulsions des atomes. Le traitement de ces images 2D donne des renseignements sur les fluctuations spatiales et temporelles du laser sonde résonant utilisé pour l'imagerie. D'autre part, l'étude des corrélations du bruit dans ces images permet d'obtenir des informations sur les corrélations de densité dans le gaz quantique.

Mot-clés : condensat de Bose-Einstein, traitement d'images, corrélations, atomes ultra-froids

- *Laboratoire de Physique des Lasers*
99, avenue Jean-Baptiste Clément
93430 Villetaneuse
www-lpl.univ-paris13.fr

- *Olivier GORCEIX*
olivier.gorceix@univ-paris13.fr
01 49 40 33 85

Juin Juillet 2009

Introduction

a. Présentation de l'équipe d'accueil

Pour mon stage de L3 j'ai rejoint l'équipe 'Atomes Froids' du Laboratoire de Physique des Lasers (LPL) situé à Villetaneuse dans le campus de l'université Paris-Nord. L'équipe, dirigée par Olivier Gorceix, est composée par l'enseignant-chercheur Laurent Vernac, le chercheur du CNRS Bruno Laburthe-Tolra, l'ingénieur-chercheur du CNRS Etienne Maréchal, le post-doctorant Paolo Pedri et les doctorants Quentin Beauvils, Benjamin Pasquiou et Gabriel Bismut . Cette équipe étudie les propriétés des condensats de Bose-Einstein (BEC) d'atomes de Chrome ultra froids (à quelques 100 nK).

b. Description du dispositif expérimental

Pour obtenir des atomes de chrome ultra-froids on opère de la façon suivante. Une barre de chrome est placée dans un four à 1500 K sous un vide très poussé (10^{-9} mbar). Le gaz d'atomes résultant de la sublimation du chrome solide sort du four à une vitesse moyenne de l'ordre de $1500 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Ce jet est ralenti au moyen d'un dispositif appelé ralentisseur Zeeman jusqu'à une vitesse de l'ordre de $1 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ sur un mètre de trajet !! Ensuite les atomes sont confinés dans un piège magnéto-optique (Magneto-Optic Trap (MOT)) à une température de l'ordre de $100 \mu\text{K}$. A ce piège est superposé un faisceau laser infrarouge très intense (50 W) qui réalise un piège optique de profondeur U_0 . Les atomes sont ensuite refroidis par évaporation pour atteindre la température de Bose et condenser, ils se trouvent alors à 110 nK. L'évaporation consiste à diminuer la profondeur U_0 du piège optique, des atomes sont donc libérés du piège (ils s'évaporent) et les atomes y restant retrouvent l'équilibre thermodynamique à plus basse température.

c. Méthode d'analyse - Imagerie par temps de vol

Une des difficultés particulières aux BEC de chrome est qu'on obtient un nombre assez faible d'atomes condensés de l'ordre de 10^4 atomes. La taille du BEC est en conséquence plus petite que la résolution du système d'imagerie, (ce qui n'est pas le cas pour les BEC de Rubidium et d'Ytterbium avec en général plus de 10^5 atomes condensés). La technique dite de temps de vol est donc appliquée : le piège optique est éteint et on laisse le nuage d'atomes en expansion balistique pendant un temps de l'ordre de 10 ms. Ce temps doit être court pour éviter que les atomes ne sortent du champ du système d'imagerie. Après ce "temps de vol" une photo d'absorption du nuage est prise à l'aide d'un laser sonde résonnant ($\lambda = 425 \text{ nm}$) et d'une caméra CCD. On utilise la transition entre les termes spectraux $^7\text{S}_3$ et $^7\text{P}_4$ du chrome .

Pour réaliser des systèmes mimant ceux de la physique du solide le condensat de chrome est placé dans un réseau optique. Il s'agit d'une superposition d'ondes stationnaires qui crée un potentiel de la forme $V(x_i) = V_0 \sin(k_{res} \cdot x_i)$ dans chaque direction x_i avec $k_{res} = \frac{\pi}{d_{res}}$ et d_{res} le "pas" du réseau. Des photos sont prises par groupes de trois : 1.AVECATOMES 2.SANSATOMES (juste le Laser) et 3.NOIR (pas d'atomes, pas de laser). Le traitement et la visualisation des images se font à l'aide du logiciel IGOR PRO® . On effectue une normalisation visant à éliminer les structures d'interférences dans les photos (anneaux concentriques) qui apparaissent à cause des réflexions successives sur les différentes lentilles et miroirs du montage présents pour aligner les lasers (cf. images en annexe page 15). Ces structures sont dues aux défauts du montage alors qu'on s'intéresse aux propriétés des atomes. On obtient des images

FINALE définies par :

$$Finale = \ln \left(\frac{AvecAtomes - Noir}{SansAtomes - Noir} \right) \quad (1)$$

Ces images sont en fait des cartes de densité optique ou Optical Depth (conférer le calcul du nombre d'atomes en 1.2)

Tout traitement passe par la réduction des images à une zone d'intérêt centrée autour des atomes pour deux raisons : la diminution du nombre de points (et donc du temps de calcul) et le fait que dans la partie où il n'y a pas de laser (partie noire des photos AVECATOMES et SANSATOMES) il y a des valeurs infinies pour les images renormalisées FINALE (car on fait des divisions par zéro) ce qui empêche de faire certains calculs, notamment les transformées de Fourier rapides directes et inverses (cf. annexe).

d. Objectif et déroulement du stage

Le but principal du stage était de créer une fonction dans le logiciel IGOR PRO® utilisé par l'équipe, permettant de calculer la fonction d'autocorrélation du signal atomique dans le nuage, et d'automatiser le processus pour une facile exploitation de celle-ci. Pour ce faire, une période d'adaptation au logiciel d'exploitation IGOR PRO® fut nécessaire. On profita de ce temps là pour effectuer d'autres études plus élémentaires mais indispensables : la caractérisation des fluctuations du laser sonde résonant et du nombre d'atomes.

1 Caractérisation des Fluctuations des grandeurs expérimentales

1.1 Intensité du Laser

On se propose de quantifier les fluctuations en intensité du Laser sonde à $\lambda = 425$ nm. C'est un laser Titane-Saphir pompé avec un laser Verdi délivrant 15 W de puissance dont 1,5 W sont utilisés pour faire le réseau et 13,5 W pour pomper le Titane-Saphir. Le Titane-Saphir met trois heures à se stabiliser en intensité et longueur d'onde. Il émet 1,3 W à 850 nm et cette lumière est doublée en fréquence dans une cavité externe. On obtient ainsi environ 350 mW à 425 nm. Toutes les photos ont été prises lorsque le laser était déjà stabilisé, les fluctuations qu'on en tire ne peuvent donc pas être évitées dans l'état actuel de l'expérience.

1.1.1 Fluctuations Spatiales

On cherche à déterminer de combien fluctue l'intensité du laser à un instant donné sur la zone utile du faisceau. Pour cette étude, on utilise les images SANSATOMES, puisqu'elles sont prises lorsqu'il y a seulement le laser, et on ne prend en compte qu'une petite partie de l'image (100×100 pixels) autour de la zone où se trouvent les atomes sur les images AVECATOMES. On fait une moyenne des intensités dans chaque pixel de cette zone et on calcule l'écart type. Les fluctuations sont alors caractérisées par le rapport

$$Fluctuation = 100 \cdot \frac{ecart - type}{moyenne} \quad (2)$$

On calcule ainsi les intensités moyennes et les fluctuations spatiales en intensité du laser de 11 images différentes, numérotées de 0 à 10.

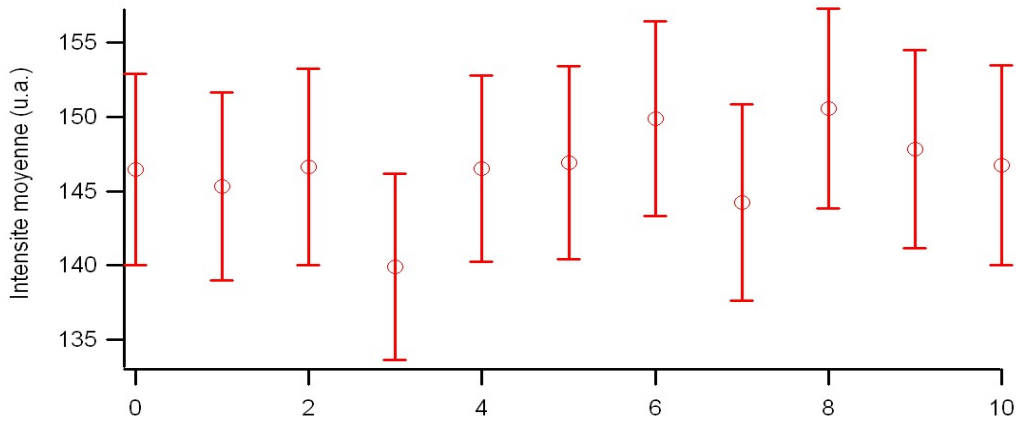


FIGURE 1 – *Intensité Moyenne de chaque image*

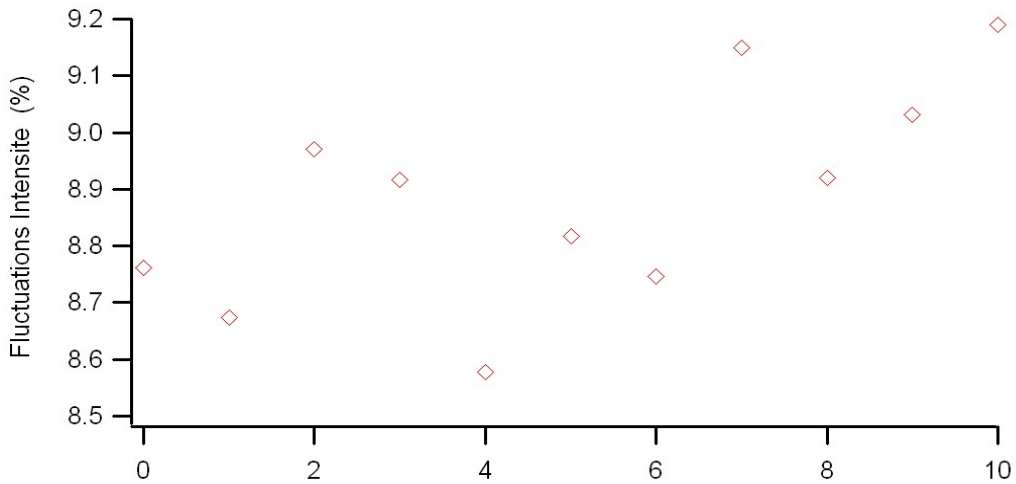


FIGURE 2 – *Fluctuations Spatiales de chaque image*

Pour obtenir une fluctuation spatiale moyenne en intensité du laser sonde, on fait la moyenne des fluctuations spatiales de chaque image, on trouve alors un résultat de $8.8\% \pm 0.2\%$. Ce résultat est d'un ordre de grandeur raisonnable, ces fluctuations ne gênent pas l'expérience.

1.1.2 Fluctuations Temporelles

Il s'agit d'étudier de combien varie l'intensité du laser sonde en fonction du temps. Pour cela on prend les images SANSATOMES et on prélève l'intensité sur un pixel près de l'endroit où se trouvent les atomes sur les images AVECATOMES. On élabore alors la **figure 3** et on calcule les fluctuations avec la formule de l'équation 2.

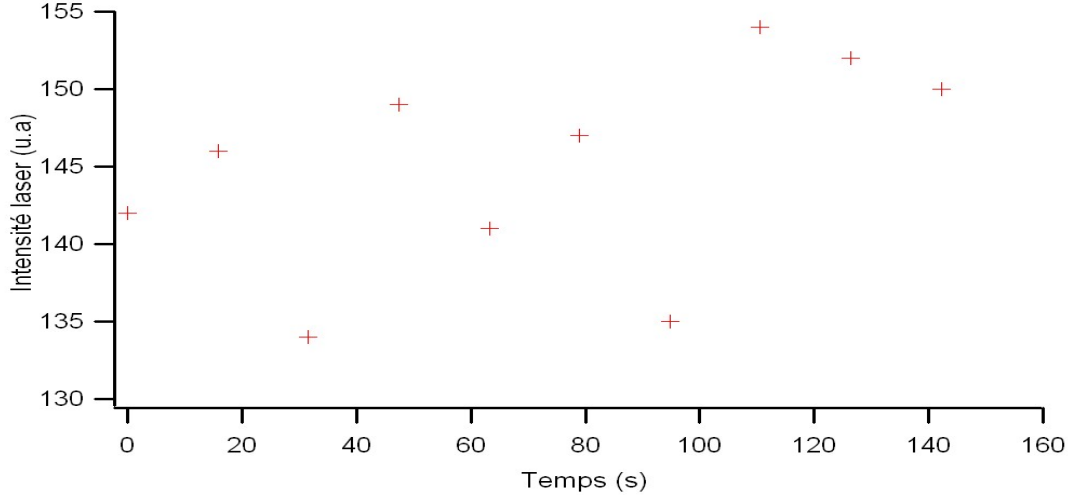


FIGURE 3 – *Fluctuations Temporelles d’Intensité sur un pixel donné*

L’aspect temporel du graphique vient du fait qu’on prend une image toutes les 15,8 secondes. En effet, les photos sont prises par cycles de durée 15,8 secondes :

1. En présence d’un condensat et après temps de vol on prend une image d’absorption (image AvecATOMES) à t_1 , au moyen d’un pulse laser de 50 μs .
2. On attend 200 ms avant de prendre l’image SansAtomes. Pendant cet intervalle, les données (valeurs des pixels) de la caméra sont transférées.
3. On prend l’image SansAtomes avec un pulse de 50 μs .
4. On attend 500 ms pendant lesquelles on transfère les données, on ferme le shutter du four et le shutter du faisceau d’imagerie.
5. On prend l’image Noir avec un pulse de 50 μs sur le trigger de la caméra.
6. On collecte l’image et on reforme un condensat

On a un temps total de 15,8 s pour un cycle. L’intensité moyenne calculée est de 145 u.a. et l’écart type est de 6,84 u.a. On trouve des fluctuations de 4.7% sur une durée totale de 2 minutes et 30 secondes. Ce résultat est raisonnable, ces fluctuations ne sont pas gênantes pour l’expérience.

1.2 Nombre d’atomes BEC

Connaître le nombre d’atomes condensés, c’est-à-dire ayant tous la fonction d’onde de l’état fondamental, est très important pour l’expérience. Les fluctuations du nombre d’atomes permettent de quantifier les incertitudes de la manipulation.

Calcul théorique Si on considère que la caméra CCD est dans le plan (O,x,y) de notre système de coordonnées, que l’intensité incidente ne sature pas la transition et que l’on est à résonance, l’intensité reçue par la caméra CCD suit la loi de Beer-Lambert :

$$dI(x, y) = -\sigma I(x, y, z)n(x, y, z)dz \quad (3)$$

avec $\sigma = \frac{3\lambda^2}{2\pi}$ la section efficace d’absorption et $n(x,y,z)$ la densité d’atomes dans le nuage.

De ceci on en tire que

$$\begin{aligned} \ln\left(\frac{I}{I_0}\right) &= \sigma \int n(x, y, z) dz \\ \Rightarrow \int dx dy \ln\left(\frac{I}{I_0}\right) &= \sigma \int dx dy \int n(x, y, z) dz = \sigma N_{at} \\ \text{d'o } N_{at} &= \frac{1}{\sigma} \int dx dy \ln\left(\frac{I}{I_0}\right) \end{aligned} \quad (4)$$

On appelle Optical Depth (OD) la quantité $\ln\left(\frac{I}{I_0}\right)$. En fait, la caméra CCD renvoie une image 2D où on a déjà intégré selon z .

Calcul Expérimental On utilise les images FINALE pour ce calcul puisqu'elles donnent directement l'Optical Depth (cf. équation 1). On cherche à déterminer l'équation 4 pour calculer le nombre d'atomes dans le nuage. Néanmoins, en pratique les intégrales sont calculées de façon spéciale : On effectue un profil linéaire de l'image FINALE selon une direction, prenons x par exemple. On choisit donc un chemin horizontal dans l'image. Chaque point du profil linéaire est en fait la moyenne d'un nombre de points perpendiculaires au chemin selon lequel on fait le profil. Le nombre de points pour cette moyenne est pris assez grand, de sorte à prendre en compte tout le nuage. Ce processus équivaut à faire l'intégrale $\int dx OD(x, y)$. Ensuite, on fait le " fit " du profil linéaire obtenu par une gaussienne. Alors on calcule l'intégrale restante $\int dx dy OD(x, y)$, c'est-à-dire, l'intégrale du fit gaussien en l'identifiant au produit de l'amplitude et du "waist" de la gaussienne. Il suffit alors de multiplier par le facteur numérique approprié pour obtenir le nombre d'atomes dans le nuage.

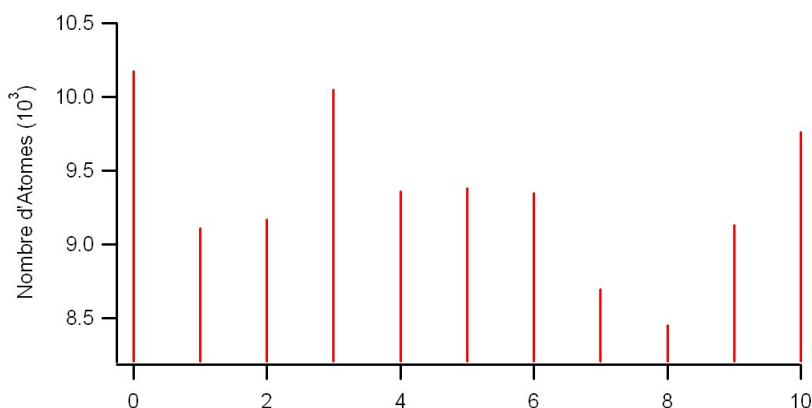


FIGURE 4 – Nombre d'atomes par image

On trouve un nombre moyen d'atomes condensés de 9329 atomes et un écart-type de 521. En calculant les fluctuations avec la formule de l'équation 2, on trouve des fluctuations temporelles du nombre d'atomes de 5 %. C'est une valeur raisonnable.

Remarque :

En réalité le fit par une gaussienne du profil linéaire n'est pas juste. Il l'est seulement pour les atomes thermiques (c'est-à-dire pour les atomes non condensés), puisque la distribution gaussienne découle de

la statistique de Maxwell-Boltzmann qui n'est pas valable pour les atomes condensés. En effet, tous les atomes occupent alors l'état fondamental du système pour lequel, à l'approximation de Thomas-Fermi, la distribution en impulsion est une parabole inversée ; il serait donc préférable de faire le fit par une parabole. Néanmoins, on sait qu'en faisant le fit par une gaussienne on obtient une assez bonne approximation du nombre d'atomes.

2 Corrélations du Signal Atomique

2.1 Expérience historique de Hanbury-Brown et Twiss

En 1956 Hanbury-Brown et Twiss firent une expérience qui devint fondatrice dans le milieu de l'optique quantique. Il s'agit du début de l'utilisation des interférences de second ordre, c'est-à-dire des interférences d'intensité (car elle est proportionnelle au carré de l'amplitude). L'expérience visait à mesurer l'angle apparent de l'étoile Sirius en mettant deux photo-détecteurs à une distance donnée l'un de l'autre. Hanbury-Brown et Twiss ont alors démontré que l'on trouvait des corrélations positives du second ordre si la distance entre les deux détecteurs ne dépassait pas une certaine valeur. On peut interpréter d'un point de vue quantique que ces corrélations positives indiquent que la probabilité de détecter un photon avec le détecteur 1 (par exemple) au même temps qu'on détecte un autre photon avec le détecteur 2 est plus grande que la probabilité de ces deux événements s'ils étaient statistiquement indépendants. En d'autres mots, les photons "se regroupent" ! C'est le surprenant effet de Hanbury-Brown et Twiss (HBT) aussi connu sous le nom de "bunching effect". Cet effet est d'autant plus surprenant qu'il s'applique à deux photons issus d'une source non-cohérente spatialement, qui est une étoile ! L'étendue de la source entraîne l'existence d'une phase aléatoire entre les deux photons et ceci explique que si l'on fait la moyenne sur toutes les paires de photons, les corrélations disparaissent si la distance entre les deux détecteurs est trop grande. On montre que la distance (entre les détecteurs) caractéristique de survie des corrélations est égale à $l = \frac{L \cdot \lambda}{2\pi \cdot s}$, avec L la distance entre les détecteurs et la source (Sirius), λ la longueur d'onde des photons et s la taille de la source. On peut donc mesurer l'angle apparent de la source puisqu'on trouve le rapport $\frac{L}{s}$.

On se rendit compte plus tard que l'effet HBT s'étend à tous les bosons identiques et que pour des fermions identiques, on a un effet "d'anti-bunching" puisque les corrélations de second degré sont négatives dans ce cas. C'est-à-dire, la probabilité de détecter deux fermions au même temps dans les deux détecteurs est plus petite que la probabilité que ces deux événements aient lieu au même temps si les particules sont statistiquement indépendantes. Bien que l'effet HBT était aisément compréhensible d'un point de vue classique (interférence d'ondes) pour le cas des bosons, l'effet "anti-bunching" n'est explicable que d'un point de vue quantique. Cette expérience stimula la naissance de l'optique quantique qui fut la théorie qui expliqua toutes ces observations, d'où le fait qu'on puisse qualifier cette expérience comme fondatrice.

2.2 Application pour un BEC

Un condensat de Bose-Einstein (BEC) est caractérisé par un nombre macroscopique de bosons dans un même état quantique, l'état fondamental du système. Ceci fait que le BEC est une source cohérente, pour laquelle l'effet HBT ne se produit pas [1]. Par contre, il existe le cas particulier dans lequel le système se trouve dans l'état de l'isolant de Mott. Dans cet état on a un nombre bien défini d'atomes dans chaque site du réseau, et on peut l'atteindre si l'on fait en sorte que la profondeur des sites du réseau (déterminée par le V_0 du potentiel) soit assez grande. Si le BEC se trouve dans cet état et si l'on attend assez longtemps pour que les phases des atomes dans chaque site évoluent de manière indépendante les

unes des autres, on retrouve les conditions pour que l'effet HBT ait lieu, à savoir, une "source" (puisque les atomes diffusent lorsqu'on éteint le réseau) incohérente de bosons identiques. Lorsqu'on prend une photo, chaque pixel de la caméra CCD est un capteur. La fonction de corrélations est $C(d)$ et d est la distance entre deux capteurs, c'est-à-dire, entre deux pixels. L'analogie avec l'expérience de Hanbury-Brown et Twiss est donc justifiée.

L'étude des corrélations du signal atomique est un moyen de connaître certaines propriétés du condensat. Ce sont des corrélations en impulsion des atomes (puisque la photo est prise après temps de vol). Elles sont liées aux corrélations spatiales dans les nuages d'atomes avant qu'ils soient libérés du piège optique. On espère alors retrouver la densité du gaz quantique de chrome à l'intérieur du piège, puisque la fonction de corrélation $C(\vec{d})$ donne la probabilité de trouver un atome au point de coordonnées $\vec{r} + \vec{d}$ sachant qu'il y en a un au point de coordonnées \vec{r} . Ceci permettrait de vérifier si la théorie qui stipule que les interactions à l'intérieur du BEC sont "de longue portée" est en accord avec l'expérience : si le fait qu'un site ait une grande probabilité d'être occupé fait que les sites adjacents aient une probabilité plus petite d'être occupés cette théorie serait vérifiée, mais si tous les sites sont équiprobables alors la théorie serait fausse.

2.2.1 Calcul expérimental : Théorème de Wiener-Kinchine

La fonction de corrélation normalisée $C(\vec{d})$ est définie comme suit, avec les vecteurs \vec{r} et \vec{d} en 2D (comme les images) :

$$C(\vec{d}) = \frac{\int \langle n(\vec{r})n(\vec{r} + \vec{d}) \rangle d^3r}{\int \langle n(\vec{r}) \rangle \langle n(\vec{r} + \vec{d}) \rangle d^3r} \quad (5)$$

où le symbole $\langle \rangle$ signifie la moyenne sur plusieurs réalisations et n la densité d'atomes dans le nuage. Le numérateur de cette formule est en fait la moyenne de la fonction d'autocorrélation (ACF) de chaque image. Le dénominateur est un facteur de normalisation pour ramener les valeurs de la fonction de corrélation autour de 1, c'est la fonction d'autocorrélation de l'image moyenne.

Néanmoins, le calcul informatique de ces intégrales est très long voire trop long. Pour améliorer les temps de calcul informatique on se sert du théorème de Wiener-Kinchine, qui dit que la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation de $n(x,y)$ est égale à la densité spectrale de $n(x,y)$.

$$ACF(\vec{d}) = TF^{-1}(|TF(n(x,y))|^2)$$

Avec ceci la nouvelle formule pour calculer la fonction d'autocorrélation est :

$$C(\vec{d}) = \frac{\langle TF^{-1}(|TF(n(x,y))|^2) \rangle}{TF^{-1}(|TF(\langle n(x,y) \rangle)|^2)} \quad (6)$$

Avec cette formule et grâce aux algorithmes de Transformée de Fourier Rapide pour les calculs de TF, le temps de calcul informatique est énormément réduit puisque ces algorithmes de FFT (Fast Fourier Transform) font passer le nombre de calculs de l'ordre de N^2 à l'ordre de $N \ln(N)$, avec N le nombre de points.

Pour tester la fonction de corrélations qu'on a programmé avec IGOR PRO®, j'ai créé une image pour laquelle les corrélations sont connues. Cette image a un fond noir avec un carré au milieu. L'image d'autocorrélation obtenue est celle qu'on attend si ce n'est que le plus grand pic de corrélation, qui correspond à $\vec{d} \approx \vec{0}$, se trouve dans les coins de l'image d'autocorrélation et non au milieu de l'image, comme on voudrait, pour que ce soit plus facile à interpréter visuellement. Pour éventuellement changer

ceci et centrer l'image (même si ce n'est pas nécessaire pour l'étude) on a trouvé deux moyens qui sont équivalents : le premier consiste à "modifier" l'image d'autocorrélation qu'on obtient en la divisant en quatre parties égales et en échangeant diagonalement les quarts d'image. En d'autres mots, si on numérote les quarts de un à quatre comme suit $\frac{12}{34}$ et on les repositionne de sorte à avoir $\frac{43}{21}$, on arrive à centrer l'image d'autocorrélation. L'autre méthode consiste à changer un peu l'équation 6 : au lieu de faire la Transformée de Fourier Inverse, on effectue une deuxième Transformée de Fourier. Cela ne change pas le résultat, puisque la différence des images centrées obtenues par chacune de ces méthodes est nulle, donc les deux méthodes sont bien équivalentes. La seule différence est qu'avec la première méthode l'échelle des pixels va de 0 à 300 (par exemple) et avec la deuxième elle va de -150 à 150, centrée en (0,0). (pour des exemples d'images de corrélations cf. plus bas).

2.2.2 Analyse d'images

Pendant les trois dernières semaines du stage, le dispositif expérimental de l'équipe rencontra divers problèmes. Tout d'abord, le flux d'atomes sortant du four chuta brutalement et on ne pouvait faire des condensats qu'avec seulement 5000 atomes. Ce trop petit nombre d'atomes condensés ne permettait pas de faire les expériences avec l'isolant de Mott et le réseau optique. On pense que le trou liant le four et le ralentisseur Zeeman était en partie obstrué. Puis un autre jour, il y a eu une panne d'électricité pendant la nuit et la température du four diminua de sorte qu'en arrivant le matin pour travailler, elle n'était qu'aux alentours de 500 K et le vide s'était dégradé suite à l'arrêt des pompes. On décida alors de profiter de l'occasion pour ouvrir le four et déboucher le trou, mais lorsqu'on a ouvert le four (après avoir lentement laissé la température descendre à 20 °C) le trou était normal. Néanmoins, en pesant la barre de chrome on se rendit compte qu'il ne restait plus beaucoup de chrome. On remplaça la barre par une nouvelle et referma le four. Le procédé pour faire baisser la pression et faire le vide nécessaire à l'expérience prend environ une semaine. Ce temps là écoulé, on se rendit compte que le vide était moins bon qu'avant, de l'ordre de 10^{-8} mbar. Cette "trop haute" pression réduit le temps de vie des atomes dans le MOT, c'est-à-dire, la présence de particules autres que les atomes de chrome fait que, par collisions (entre autres), les atomes de chrome échappent au piège. On est donc incapable de produire un BEC dans ces conditions. Malgré les efforts de l'équipe, ceci n'a pas changé jusqu'à la fin du stage. Pour ces raisons on n'a pas pu me fournir en images de BEC de chrome dans un réseau optique pour les analyser.

Néanmoins, une collaboration avec l'équipe du Professeur Arimondo à Pise étant en place, Donatella Ciampini, appartenant à cette équipe, était là pour nous aider à faire l'alignement des lasers donnant la superposition d'ondes stationnaires qui crée le potentiel du réseau optique. Cette équipe étudie des BEC d'atomes de Rubidium et Donatella nous a donné une trentaine d'images de leur BEC. Dans certaines d'entre elles le BEC se trouve dans l'état superfluide pour lequel il n'y a pas un nombre déterminé d'atomes dans chaque site du réseau, ils ont encore la même phase et en conséquence le nuage est diffracté après l'extinction du piège. Dans d'autres le BEC est dans l'état de l'isolant de Mott et comme on n'a plus la cohérence de phase entre les atomes on voit un nuage avec une densité spatiale plus homogène. On a donc pu faire des analyses sur ces images.

D'abord, on prend seulement les images du BEC dans l'état superfluide et on teste pour la première fois, la fonction $C(\vec{d})$ qu'on a programmé sur des images de BEC. Comme il s'agit d'un BEC d'atomes de rubidium, on a un nombre d'atomes condensés de l'ordre de quelques 10^5 atomes.

On voit bien l'effet du réseau sur les atomes du BEC superfluide, il y a eu diffraction du nuage. On calcule la fonction de corrélation des vingt images du condensat à l'état superfluide dont on dispose,

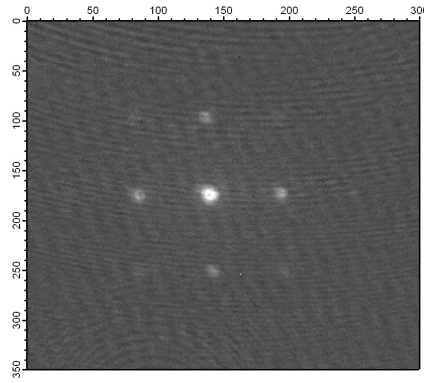


FIGURE 5 – Image (réduite à la zone d'intérêt) du BEC à l'état superfluide

avec la formule donnée par l'équation 6. Pour comparer, on voit à côté la même image mais centrée avec la méthode 1 décrite auparavant, c'est-à-dire, en échangeant diagonalement les quarts d'image. On remarque que l'image d'autocorrélation trouvée retrace la forme du réseau optique 2D, on a donc programmé un calcul de la fonction d'autocorrélation qui fonctionne.

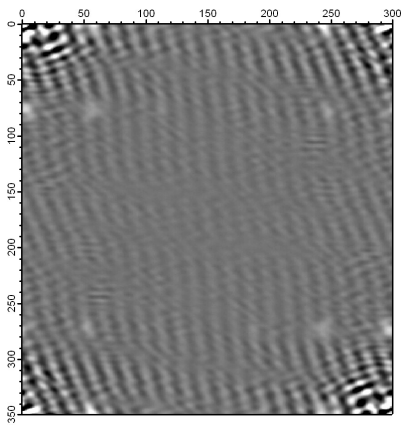


FIGURE 6 – $C(d)$ du BEC superfluide

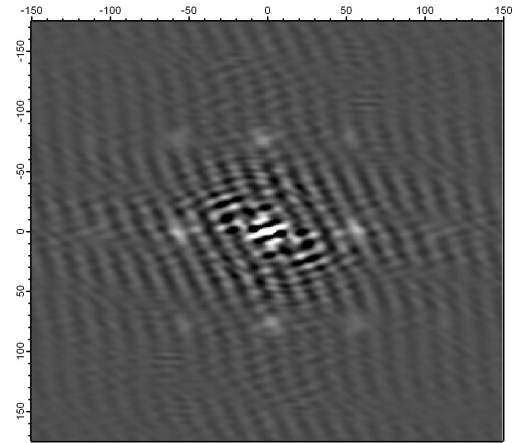


FIGURE 7 – $C(d)$ centrée par la méthode 1

Cependant, les pics de corrélation sont en partie dus aux pics de diffraction (puisque les corrélations mesurent combien se ressemblent les images entre elles). Ce type de corrélations cache le signal atomique qu'on veut trouver et analyser puisque les pics sont au même endroit que ceux qu'on cherche. Pour s'en affranchir, on essaye d'utiliser des caches, c'est-à-dire, on fait que tous les pixels correspondant aux pics de diffraction affichent la valeur 0 pour toutes les images, même celles où on ne voit pas les pics. Pour ce faire on multiplie chaque image par une fonction de cache $Masking(r) = 1 - \exp^{-r^{10}}$ avec $r = \frac{\sqrt{(x-x_0)^2+(y-y_0)^2}}{rad}$ le paramètre de la fonction définissant donc un cercle de rayon rad et de centre le point (x_0, y_0) . On refait le calcul des corrélations, après avoir fait les caches, et on ne trouve rien à part le pic central (pour l'image centrée, ce sont les coins dans l'image non centrée).

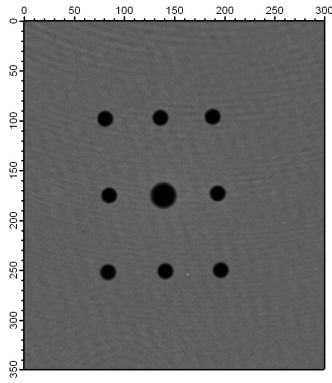


FIGURE 8 – Image des atomes avec le cache

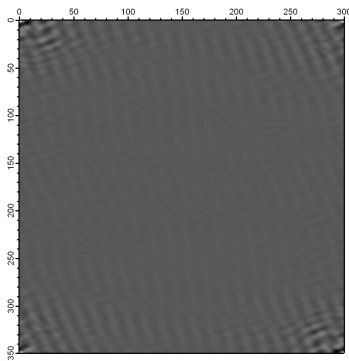


FIGURE 9 – $C(d)$ du BEC superfluide avec le cache

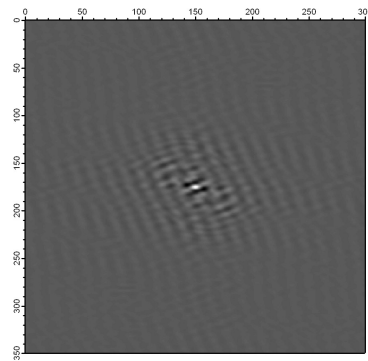


FIGURE 10 – $C(d)$ avec cache centrée par la méthode 1

Encore pire, lorsqu'on choisit seulement les images du BEC dans l'état de l'isolant de Mott (c'est-à-dire, sans pics de diffraction) on ne voit rien même sans cache ! Il faut alors essayer de comprendre pourquoi ça ne marche pas.

Origine de nos difficultés

On a réfléchi aux différentes causes possibles de non-observation des corrélations. Les différents types de bruit dans l'intensité mesurée sont :

1. bruit dû aux franges.
2. bruit électronique.
3. bruit de grenaille des photons.

Franges Bruit causé par les franges d'interférence qui ne sont pas complètement éliminées par la normalisation de l'équation 1 à cause des vibrations de la caméra CCD. En première approche on peut dire que ce bruit n'est pas important puisqu'on peut filtrer ces franges en faisant un lissage par convolution avec une gaussienne, par exemple (la convolution est calculée en prenant la Transformée de Fourier de l'image, puis en la multipliant par la Transformée de Fourier de la gaussienne (une autre gaussienne) et en prenant la Transformée de Fourier inverse de ce produit). Cependant, il faut être prudent parce que si le haut d'une frange et le bas d'une autre frange sont séparées par une distance égale à la période des pics de corrélations théoriques, ce bruit peut les détruire.

Bruit électronique L'amplitude de ce bruit est de l'ordre de 0,1 en valeur relative pour ces images (pour celles prises au LPL ce bruit est plutôt de l'ordre de 0,01). Ceci est une estimation de l'équipe du Professeur Arimondo. Ce bruit vient du fait que la caméra CCD capte toujours de photons, même si on ne pointe aucun laser sur elle. Ces photons sont issus des rayonnements thermiques dans l'infrarouge des différents composants du dispositif expérimental, entre autres.

Bruit de grenaille des photons Il découle de la non continuité de la grandeur qu'on mesure. La théorie dit que l'ordre de grandeur des fluctuations est $\frac{\Delta N_\gamma}{N_\gamma} \sim \frac{\sqrt{N_\gamma}}{N_\gamma} = \frac{1}{\sqrt{N_\gamma}}$, avec N_γ le nombre de photons qui passent pendant le pulse du laser, parce que N_γ suit une loi poissonnienne. On sait, par ailleurs, qu'il existe une relation entre l'intensité I du laser, la durée t_{pulse} du pulse du laser, le nombre de photons émis, la fréquence ν du laser, et la taille du pixel σ_{pix} :

$$I \left(\frac{\sigma_{pix}}{g} \right)^2 t_{pulse} = N_\gamma h \nu$$

où g est le grossissement du système d'imagerie. Avec les valeurs des facteurs : $I = 2 \text{ mW/cm}^2$, $\sigma_{pix} = 7 \text{ }\mu\text{m}$, $t_{pulse} = 10 \text{ }\mu\text{s}$, $\nu = 3,8 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$ et $g=2$, on trouve $N_\gamma \sim 9,8 \cdot 10^3$ photons. L'amplitude des fluctuations liées au bruit de grenaille des photons est donc de l'ordre de 10^{-2} .

Maintenant qu'on a vu les ordres de grandeur des amplitudes du bruit, on va estimer l'amplitude attendue pour le signal de corrélations.

On définit σ_{pix} =taille d'un pixel convoluée par la fonction d'appareil du système d'imagerie. On suppose que la densité n suit une loi de distribution statistique poissonnienne, l'amplitude de $C(d)$ est alors approchée par

$$C \approx \frac{\langle n^2 \rangle}{\langle n \rangle^2}$$

$$\Rightarrow \frac{\text{var}(n)}{\langle n \rangle^2} = \frac{\langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2}{\langle n \rangle^2} \approx C - 1$$

or les propriétés des distributions poissonniennes donnent que la variance est égale à la moyenne, on a donc

$$C \approx 1 + \frac{1}{\langle N_{pix} \rangle}$$

où N_{pix} est le nombre d'atomes dans la colonne correspondant à un pixel. .

On peut considérer que la moyenne $\langle n \rangle \approx \frac{\langle N_{pix} \rangle}{\sigma_{pix}^2}$. Par des arguments géométriques, on peut dire que

$$\langle N_{pix} \rangle \approx N_{at} \frac{\text{aire d'un pixel}}{\text{aire de la projection du nuage}} \approx \frac{N_{at}}{\pi} \left(\frac{\sigma_{pix}}{w} \right)^2$$

où N_{at} est le nombre total d'atomes dans le nuage. Le signal atomique est "concentré" aux pics de diffraction. On peut traduire cet effet par un facteur de concentration égal au nombre de pics. Or, le nombre de pics est

$$P_{pics} = \pi \left(\frac{w}{l} \right)^2$$

avec la longueur caractéristique l qui est la distance entre deux pics de diffraction. On sait aussi que

$$l = \frac{h t_{vol}}{m d_{res}}$$

Donc, à un pic

$$N_{pix} \approx N_{at} \frac{\sigma_{pix}^2}{\pi w^2} \frac{\pi w^2}{l^2} = N_{at} \left(\frac{\sigma_{pix}}{l} \right)$$

Finalement on peut déduire l'amplitude attendue pour la fonction d'autocorrélation aux pics

$$C - 1 \approx \frac{1}{N_{at}} \left(\frac{l}{\sigma_{pix}} \right)^2 \quad (7)$$

Sur les photos prises par l'équipe du Professeur Arimondo on a des pics de diffraction séparés par $l \approx 50$ pixels donc $\frac{l}{\sigma_{pix}} \approx 50$, et N_{at} de l'ordre de 10^5 atomes. Ainsi, on trouve une amplitude de l'ordre de $2,5 \cdot 10^{-2}$.

On voit bien que cette amplitude est du même ordre de grandeur que celle du bruit électronique notamment. On croit que le faible rapport signal/bruit est la cause de cette impossibilité pour voir les corrélations. Actuellement, l'étude de l'effet du bruit sur les corrélations est menée, mais il faudra plus de temps et de réflexion pour trouver la réponse.

Conclusion

Au cours de ce stage, j'ai pu atteindre une partie des objectifs qu'on visait. D'une part, l'étude des fluctuations qui permet de caractériser une partie des incertitudes du dispositif expérimental. D'autre part, j'ai appris à me servir correctement du logiciel IGOR PRO®, très utile pour l'analyse de données expérimentales, qu'il s'agisse de signaux électriques ou d'images, puis qu'il est capable de calculer très rapidement les Transformées de Fourier, ainsi que de programmer des fonctions propres tout en mettant en place une interphase pour que des futurs utilisateurs puissent s'en servir. Cet ainsi que le but principal du stage, à savoir le calcul de corrélations, a été réalisé.

Pendant mes deux mois dans le laboratoire, j'ai pu travailler et interagir avec une équipe de recherche et participer à des séminaires me permettant d'approfondir mes connaissances dans le domaine des atomes froids. Etant donné que ce sujet de recherche exige des connaissances théoriques de niveau supérieure à la Licence, notamment en mécanique quantique et optique quantique, ce stage a été une opportunité d'entrevoir le monde de la recherche en physique quantique, domaine où j'envisage de mener ma carrière professionnelle, avec ses problèmes expérimentaux aussi. Même si la visualisation des pics de corrélation n'a pas été possible, le programme de traitement et analyse des images devrait permettre à l'équipe de faire cela dans le futur.

Remerciements

Je voudrais remercier tout le personnel du Laboratoire Physique des Lasers et toute l'équipe 'Atomes Froids' pour leur excellent accueil, particulièrement Etienne Maréchal, Bruno Laburthe-Tolra, Olivier Gorceix et Paolo Pedri pour leurs explications. De plus, je souhaite remercier Donatella Ciampini pour les images qu'elle m'a fournies.

Références

- [1] M. Schellekens, R. Hoppeler, A. Perrin, D. Boiron J. Viana Gomes, A. Aspect, and C.I. Westbrook. Hanbury brown twiss effect for ultracold quantum gases. *Science*, Oct. 2005.
- [2] S. Folling, F. Gerbier, A. Wildera, O. Mandel, T. Gericke, and I. Bloch. Spatial quantum noise interferometry in expanding ultracold atom clouds. *Letters to Nature*, Mars 2005.
- [3] I.B. Spielman, W.D. Phillips, and J.V. Porto. The mott insulator transition in a two dimensional atomic bose gas. *Physical Review Letters*, Feb. 2007.
- [4] T. Jelte, J.M. McNamara, W. Hogervorst, W. Vassen, V. Krachmalnicoff, M. Schellekens, H. Chang, A. Perrin, D. Boiron, A. Aspect, and C.I. Westbrook. Comparison of the hanbury brown-twiss effect for bosons and fermions. *Letters to Nature*, Jan. 2007.
- [5] V. Guarrera, N. Fabbri, L. Fallani, C. Fort, K.M.R. van der Stam, and M. Inguscio. Noise correlation spectroscopy of the broken order of a mott insulating phase. *Physical Review Letters*, Jun. 2008.
- [6] E. Altman, E. Demler, and M.D. Lukin. Probing many-body states of ultracold atoms via noise correlations. *Physical Review A*, Jul. 2004.

Annexe

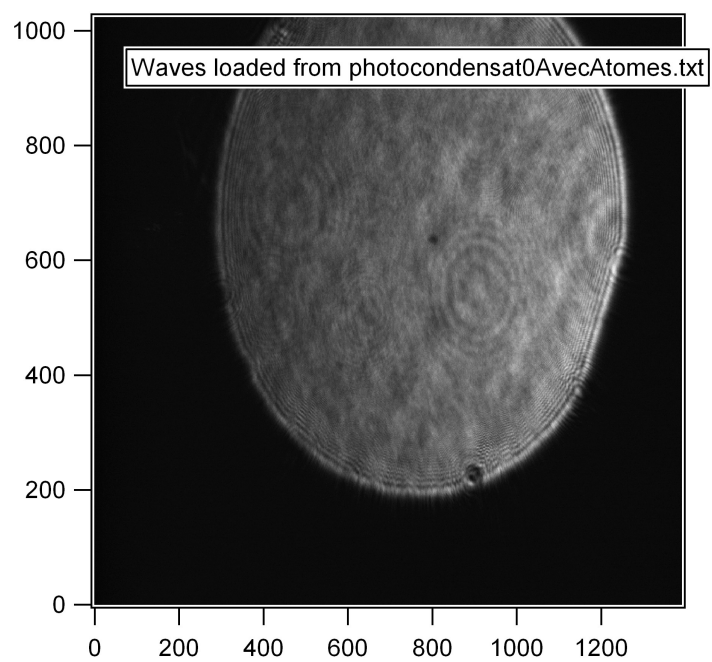


FIGURE 11 – *Image d'un BEC de chrome*

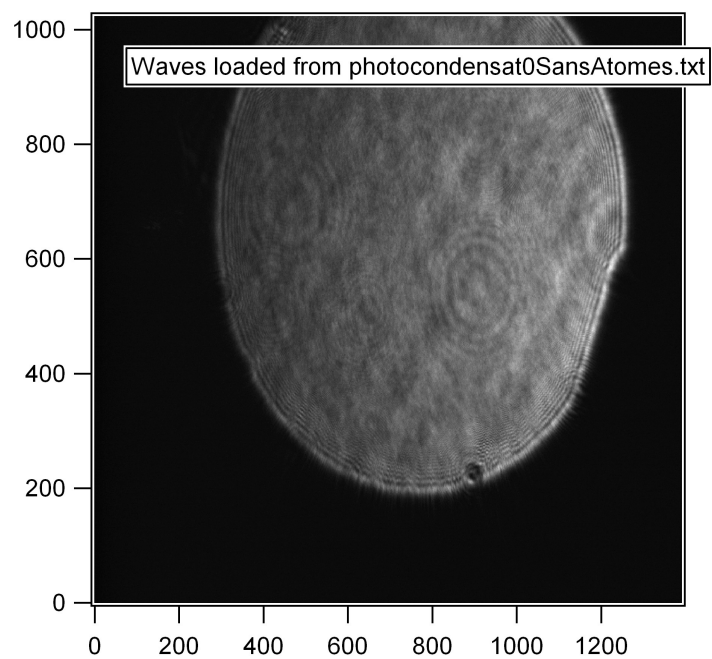


FIGURE 12 – *Image lorsqu'il y a seulement le laser sonde*

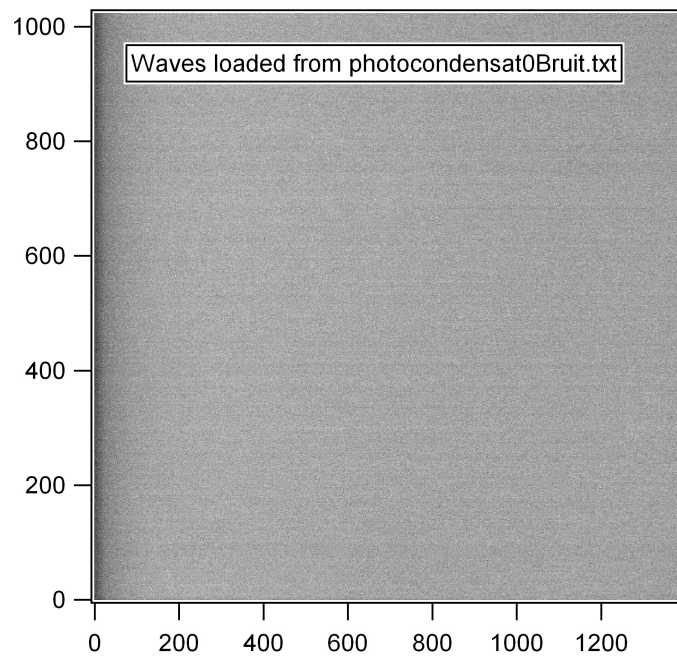


FIGURE 13 – *Image du background que la caméra capte, il n'y a pas de laser*

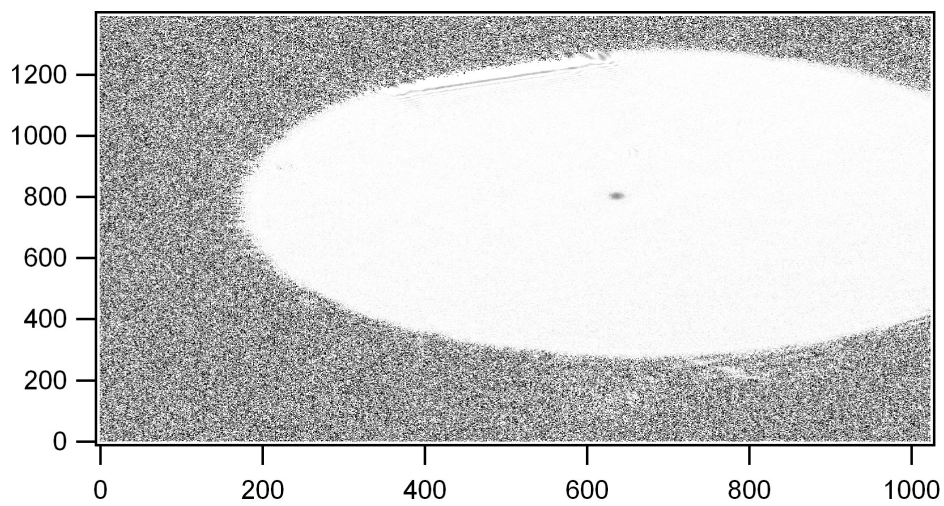


FIGURE 14 – *Image normalisée : c'est une carte de densité optique*

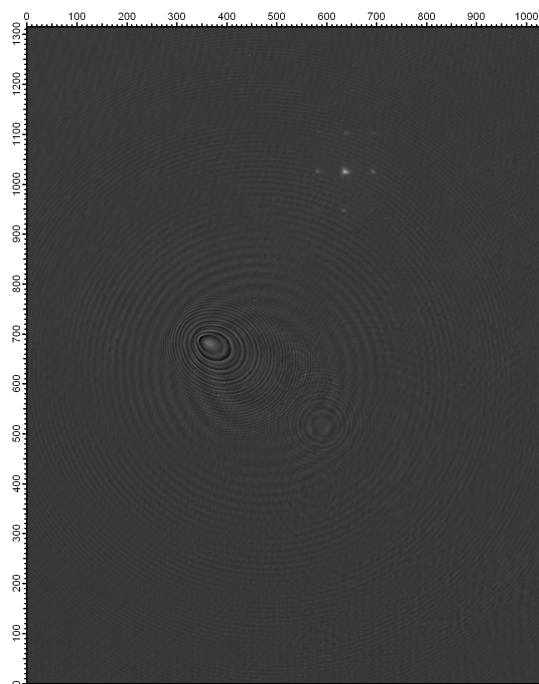


FIGURE 15 – Exemple d'image prise par l'équipe Arimondo. Ici le BEC est dans l'état superfluide

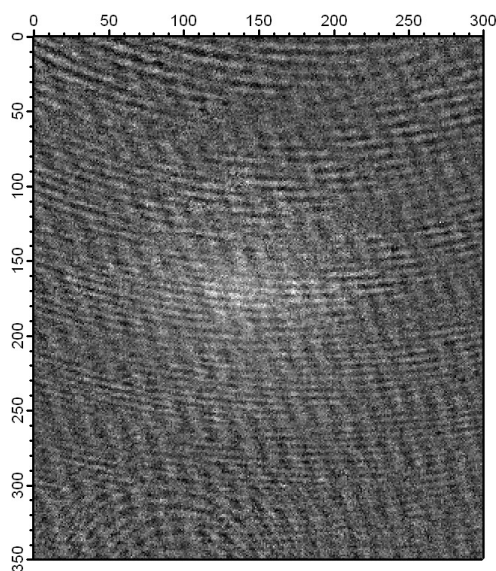


FIGURE 16 – Zone d'intérêt d'une image de BEC dans l'état de l'isolant de Mott prise par l'équipe Arimondo