



HAL
open science

Création et caractérisation de paires d'atomes corrélées : vers des tests de la mécanique quantique

Ziyad Amodjee

► To cite this version:

Ziyad Amodjee. Création et caractérisation de paires d'atomes corrélées : vers des tests de la mécanique quantique. Optique [physics.optics]. Université Paris-Saclay, 2020. Français. NNT : 2020UP-ASP049 . tel-03141454

HAL Id: tel-03141454

<https://pastel.hal.science/tel-03141454>

Submitted on 15 Feb 2021

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Création et caractérisation de paires d'atomes corrélées: vers des tests de la mécanique quantique

Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay

École doctorale n° 572, Ondes et matière (EDOM)
Spécialité de doctorat: Physique
Unité de recherche: Université Paris-Saclay, Institut d'Optique
Graduate School, CNRS, Laboratoire Charles Fabry, 91127, Palaiseau,
France
Réfèrent : Institut d'Optique

**Thèse présentée et soutenue par visioconférence à Palaiseau,
le 9 novembre 2020, par**

Ziyad AMODJEE

Composition du jury:

Antoine Browaeys Directeur de recherche, LCF - Université Paris Saclay	Président/e
Jérôme Beugnon Maître de conférence, LKB - Sorbonne Université	Rapporteur
Quentin Glorieux Maître de conférence, LKB - Sorbonne Université	Rapporteur
Ivette Fuentes Professeure, Université de Southampton	Examinatrice
Christoph Westbrook Directeur de recherche, LCF - Université Paris Saclay	Directeur
Denis Boiron Professeur, LCF - Université Paris Saclay	Codirecteur
Alain Aspect Professeur émérite, LCF - Université Paris Saclay	Invité

Remerciements

Cette dernière page de remerciements vient conclure ces 3 années de thèse effectuées au sein de l'équipe Gaz Quantiques.

Bien que ma décision de faire une thèse en physique ait mûri en moi depuis mon entrée à l'ENS, le choix de m'orienter vers les expériences d'atomes froids s'est imposé un an avant le début de ma thèse en découvrant tous les aspects transverses liés à ce domaine tant d'un point de vue pratique que théorique. Je commence donc cette série de remerciements en commençant par les services techniques (électronique, mécanique et infrastructure) pour leur disponibilité et leur aide tout au long de ma thèse. De façon surprenante, j'ai aussi développé mes compétences commerciales lors de ma thèse, je souhaite également remercier le service achat ainsi que l'accueil de l'IOGS pour les chaleureuses interactions que j'ai pu avoir avec eux lors de la remise des bons de livraisons et la réception des multiples colis durant ces 3 années. Merci également à Thorlabs et Newport pour toutes les friandises envoyées au 2 avenue Augustin Fresnel.

Je remercie Patrick Georges pour m'avoir permis d'assister au conseil de laboratoire en tant que représentant des doctorants : cette année a été très instructive pour moi et m'a permis de comprendre le fonctionnement administratif du LCF.

Je souhaite remercier l'ensemble de l'équipe pédagogique avec qui j'ai pu travailler durant ces 3 années de thèse. Julien, Fabienne ainsi que l'ensemble des chargés de TP d'électronique, l'équipe pédagogique du cours de semiconducteur ainsi que Caroline, Matthieu et Léonard en Automatique. La diversité de ces trois matières m'a beaucoup plus et j'y ai beaucoup appris au niveau scientifique, pédagogique mais aussi humain.

J'ai également pu interagir durant ma thèse avec énormément de personnes de l'IOGS : élèves, personnels administratif, technique, scientifique, enseignant... Je les remercie pour ce temps passé à discuter. Ces discussions se sont souvent faites à la cafétéria de l'IOGS, je remercie Hélène et Doussou pour le climat si spécial qu'ils y ont apporté. En particulier, je souhaite remercier l'équipe SPIM parmi laquelle j'ai beaucoup squatté, principalement à cause de Léonard : Olivier, Alice, Stéphane et Aliénor dont l'appartenance à un groupe est toujours non définie.

Je souhaite remercier l'ensemble de l'équipe Gaz Quantiques, d'abord l'ensemble des membres permanents mais aussi l'ensemble des thésards, post-doc et stagiaires que j'ai pu côtoyer durant ma thèse. Grâce à l'ensemble de ses membres, l'ambiance qui règne dans l'équipe a toujours été chaleureuse et il a été très agréable de travailler

en son sein.

Plus particulièrement je remercie l'équipe d'hélium 1 avec qui j'ai pu travailler : Chris, Denis, Marc, Alexandre et Maxime. J'ai pu puiser parmi chacun d'entre eux de nombreux exemples positifs et très instructifs de méthodes de travail. Je remercie également Alain qui vient compléter cette équipe et je souhaite bon courage aux deux nouveaux sur la manip' : Quentin et Charlie.

Enfin je souhaite terminer cette partie en remerciant d'abord Léonard pour les nombreux voyages faits dans la Laguna, les jeudis des thésard et autres soirées jeux, les après-midi ping pong. J'espère que tu pourras mener à bien tous les projets de création d'entreprise que l'on a évoqué durant ce temps passé à l'IOGS. Je remercie également Anaïs pour la bonne ambiance que tu as apporté depuis mon arrivée à supop et tout au long de mon séjour à Paris. Merci enfin à Baptiste et Clémence, pour qui ça n'a pas toujours été facile de nous supporter, pour ces trois années passées ensemble.

Table des matières

Introduction	4
1 Des tests fondamentaux de la mécanique quantique	6
1.1 Effet Hong-Ou-Mandel	7
1.1.1 Traitement quantique	9
1.1.2 Traitement classique	10
1.2 Inégalité de Bell	11
1.2.1 Le paradoxe EPR	12
1.2.2 Théorème de Bell	13
1.3 Inégalité de Bell et atomes corrélés en impulsion	15
1.3.1 Formalisme quantique	15
1.3.2 Variables cachées locales	18
1.3.3 Expérience de Rarity et Tapster	18
2 Vers un interféromètre à 4 modes et 2 atomes	20
2.1 Source	21
2.1.1 Obtention de l'hélium métastable et mélasse transverse	21
2.1.2 Ralentisseur Zeeman	22
2.1.3 Piège Magnéto-optique et mélasse	22
2.1.4 Piège magnétique et pompage optique	23
2.1.5 Refroidissement Doppler et évaporation radio-fréquence	24
2.1.6 Piège dipolaire	25
2.2 Génération de paires d'atomes	25
2.2.1 Collision de condensats	26
2.2.2 Mélange à 4 ondes dans un réseau optique	27
2.3 Miroirs et séparatrices à atomes	29

2.4	Détection d'atomes uniques	33
2.5	Schéma expérimental	36
3	Modifications apportées au montage optique	38
3.1	Mise en place d'une caméra	38
3.2	Optimisation des puissances optiques	40
3.2.1	Etat des lieux	41
3.2.2	Changements opérés	43
3.2.3	Bilan	44
3.3	Piège dipolaire	45
3.3.1	Intérêt	45
3.3.2	Une première configuration du piège dipolaire	46
3.3.3	Une seconde configuration du piège dipolaire	48
4	Modifications apportées au système de détection	50
4.1	Système de détection : du MCP à l'ordinateur	51
4.2	Galette de micro-canaux	52
4.3	Discriminateur à fraction constante	53
4.3.1	Principe	55
4.3.2	Réglage du seuil (threshold)	59
4.3.3	Caractérisation du CFD	61
4.4	Traitement et reconstruction	65
4.4.1	Temps d'arrivée des signaux	65
4.4.2	Reconstruction des atomes	66
5	Caractérisation du processus de création de paires	70
5.1	Atomes dans un réseau optique	71
5.1.1	Création d'un réseau optique	71
5.1.2	Structure de bande et fonction d'onde	72
5.2	Mélange à quatre ondes	76
5.2.1	Création de paires de photons	76
5.2.2	Création de paires d'atomes	77
5.3	Réalisation expérimentale	80
5.3.1	Séquence expérimentale	81
5.3.2	Adiabaticité du chargement	82

5.3.3	Alignement géométrique	82
5.3.4	Profondeur du réseau	82
5.3.5	Désaccord des bras du réseau	83
5.4	Etude de la loi de distribution locale	83
5.4.1	Visibilité du corrélateur E	84
5.4.2	Distributions thermique, multimode thermique et poissonienne	86
5.4.3	Effet de la détectivité	87
5.4.4	Traitement des données et résultats	88
6	Etude de la diffraction de Bragg	92
6.1	Diffraction de Bragg à deux niveaux	92
6.1.1	Diffraction de Bragg et transfert d'impulsion	92
6.1.2	Approximations	95
6.1.3	Résolution analytique dans le cas d'un pulse porte	96
6.2	Généralisation multi-niveaux	99
6.2.1	Validité de l'approximation à deux niveaux	101
6.2.2	Développement perturbatif dans le cas d'un couplage faible	103
6.3	Impulsions Bragg adaptées	105
6.3.1	Position du problème	105
6.3.2	Pulse en sinus cardinal	107
6.3.3	Miroir	108
6.3.4	Séparatrice	111
	Conclusion	114

Introduction

L'objectif de cette thèse a été de caractériser une source de paires d'atomes corrélés en impulsion et de l'utiliser dans un interféromètre à séparation spatiale en vue de tests fondamentaux de la mécanique quantique.

L'interférométrie atomique, née dans les années 1990, a mûri au point où des applications commencent à se développer. Les applications les plus souvent évoquées portent sur les senseurs inertiels (gyrométrie, accélérométrie et gravimétrie), dans lesquels l'utilisation des atomes, ondes de De Broglie massives, est un atout important par rapport à l'interférométrie optique[1].

Au LCF où a été effectuée cette thèse, nous avons démontré la production de paires d'atomes corrélés et notre capacité à les manipuler dans une expérience d'interférométrie atomique. Les paires sont créées dans un processus qui est un proche analogue du processus de conversion paramétrique en optique non linéaire et comporte des paires d'atomes bien séparées en impulsion et en position[2]. Une dernière expérience récente a fonctionné dans un régime d'un petit nombre de paires (avec un nombre moyen de paires créées par cycle expérimental inférieur à 1) où l'effet spectaculaire de Hong, Ou et Mandel[3] a été démontré[4]. Un objectif à poursuivre au terme de cette thèse est de parvenir à montrer une violation des inégalités de Bell avec des atomes corrélés en impulsion, l'ensemble de ce manuscrit s'articule autour du dispositif expérimental à mettre en œuvre dans ce but.

Le premier chapitre de ce manuscrit introduit les expériences de Hong-Ou-Mandel et de violation des inégalités de Bell. On montre ainsi, en traitant ces expériences avec une approche issue de la physique classique et un point de vue issu de la mécanique quantique, que le formalisme quantique est nécessaire pour interpréter ces expériences qui apparaissent comme des tests fondamentaux de la mécanique quantique. Les expériences de Hong-Ou-Mandel avec des photons et de violation des inégalités de Bell avec des photons corrélés en impulsion sont présentés.

Dans le second chapitre nous présenterons le dispositif expérimental développé dans notre équipe afin d'adapter ces expériences au cas des atomes. Chaque élément de l'interféromètre utilisé pour ces expériences sera évoqué et leurs principes seront détaillés de façon synthétique. Nous verrons que des améliorations conséquentes en terme de stabilité et de rapidité du cycle expérimental ainsi que de contrôle des différents paramètres du dispositif sont nécessaires, par rapport au précédent dispositif expérimental utilisé pour montrer l'effet Hong-Ou-Mandel, afin de pouvoir démontrer une violation des inégalités de Bell.

Dans le troisième et le quatrième chapitre, les principales améliorations techniques apportées au montage optique et à toute la chaîne électronique de détection seront détaillés. Le principe de fonctionnement du processus de détection sur notre expérience est original par rapport aux expériences usuelles d'atomes froids et permet la détection de particules individuelles avec une résolution tridimensionnelle. Cette méthode permet la reconstruction à 3D de la répartition des atomes dans l'espace autorisant l'accès à des nombreuses informations qui ne sont pas disponibles dans des expériences habituelles, notamment les effets de corrélations entre atomes spatialement séparés.

Nous exploiterons cet avantage dans le cinquième chapitre afin d'étudier et de caractériser le processus de création de paires d'atomes corrélés développé dans notre équipe. Nous décrirons d'abord sa mise en place expérimentale et nous proposerons une modélisation physique développée dans [5] de la fonction d'onde liée à ce processus. À partir de données expérimentales recueillies en 2016 sur l'expérience nous comparerons ces données aux résultats prédits par la modélisation physique.

Le sixième et dernier chapitre est consacré aux impulsions de Bragg, impulsions déjà mises à contribution pour la démonstration de l'effet Hong-Ou-Mandel. Après en avoir rappelé le principe, nous verrons pourquoi ces impulsions devront être mieux contrôlées pour une violation des inégalités de Bell ; des simulations numériques de l'effet des impulsions de Bragg sur les atomes de l'interféromètre seront effectuées afin d'établir des profils d'impulsions de Bragg adaptés à notre interféromètre.

Ma thèse a été dirigée par Christoph Westbrook au laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique au sein du groupe Gaz Quantiques. Elle a été co-encadrée par Denis Boiron. L'équipe travaillant sur ce dispositif expérimental lors de ma thèse fut également constituée de Marc Cheneau, chercheur permanent, Maxime Perrier, doctorant puis post-doctorant, Alexandre Dureau, post-doctorant, Quentin Marolleau et Charlie Leprince, doctorants. Le dispositif expérimental bien qu'en constante évolution a été initié avant le début des années 2000[6].

Chapitre 1

Des tests fondamentaux de la mécanique quantique

Le développement de la mécanique quantique au début du 20ème siècle a entraîné un profond bouleversement de la part des physiciens sur la vision et les concepts utilisés pour décrire notre environnement[7]. Il fut alors possible d'avoir une compréhension satisfaisante et vérifiable expérimentalement de l'effet photoélectrique[8], de la dualité onde-corpuscule, de la stabilité de la matière[9] ou encore de l'interaction entre lumière et matière. Ces progrès conceptuels, ayant pour principale origine l'explication de phénomènes physiques où toute approche classique échouait, va être suivie par des progrès technologiques importants tant dans le domaine scientifique que dans la vie quotidienne. Ainsi, dès le milieu du 20ème siècle, les progrès technologiques dus à la mécanique quantique reposent sur la notion de fonction d'onde permettant de mieux comprendre et modéliser les interactions à l'échelle microscopique. L'effet photo-électrique, la structure atomique, le comportement semi-conducteur des matériaux sont ainsi compris et permettent le développement de technologies tels que les lasers, la RMN, les transistors, les panneaux photovoltaïques : il s'agit de la première révolution quantique[10] au coeur de nos sociétés. Ces avancées conceptuelles sont portées par des pères fondateurs de la mécanique quantiques tel qu'A. Einstein[11] et N. Bohr[12].

Pourtant des notions tels que le principe de superposition à une particule, l'effondrement de la fonction d'onde et surtout le phénomène d'intrication poussent des physiciens comme Einstein à remettre en cause la validité de la théorie quantique[13], tandis que d'autres physiciens comme Feynman soulignent au moins leur aspect contre-intuitif [14]. C'est le développement de l'optique quantique, champ de recherche alliant la notion de laser et de photons qui va permettre expérimentalement[15] de répondre à ces questions d'ordre conceptuel, formalisées par J. Bell[16], et permettre de renforcer la vision de la mécanique quantique et le concept de non localité. Cette avancée conceptuelle va à nouveau permettre, à partir de la fin du 20ème siècle, le développement des technologies

quantiques reposant cette fois sur ces notions plus contre-intuitives d'interférences à deux particules, d'intrication de systèmes spatialement séparés ou encore de logique quantique, on peut parler de seconde révolution quantique [17]. Ces technologies ont des applications dans de nombreux domaines : métrologie[18], simulation[19] et ordinateurs quantiques[20], cryptographie et communications[21].

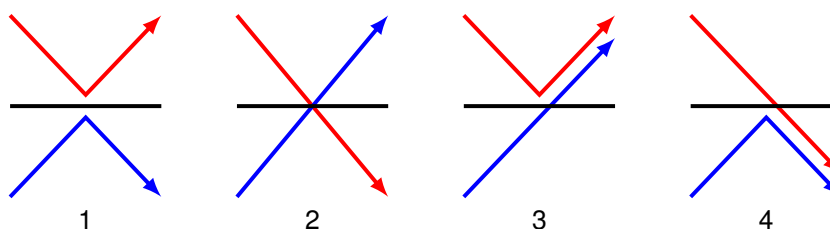
De nos jours, les avancées dans la manipulation de systèmes quantiques nous permettent d'espérer pouvoir à nouveau assister à des progrès conceptuels en physique : des expériences liant mécanique quantique et particules massives, à des niveaux de précision jusqu'alors inaccessibles nous permettraient de mieux saisir la façon dont la gravitation influe sur les systèmes quantiques[22]. Les travaux de notre équipe s'inscrivent dans ce contexte.

Dans ce chapitre seront présentées et détaillées deux expériences fondatrices de cette seconde révolution quantique l'effet Hong-Ou-Mandel[3](HOM) et la violation des inégalités de Bell[15] : ces deux expériences majeures furent réalisées au cours des années 1980 avec des photons ; dans notre équipe nous avons pu démontrer cet effet HOM avec des atomes[4] et ce manuscrit propose un dispositif expérimental en vue d'une violation des inégalités de Bell avec des atomes corrélés en impulsion.

1.1 Effet Hong-Ou-Mandel

L'expérience réalisée par Hong, Ou et Mandel en 1987 connu sous le nom d'expérience Hong-Ou-Mandel (HOM) constitue un des plus importants test de la mécanique quantique. Historiquement présentée par ses auteurs dans leur article originel comme un moyen pour déterminer la taille d'un paquet d'onde, il s'agit de nos jours d'un protocole largement utilisé pour produire des états intriqués de particules identiques ou pour caractériser un processus de création de paires de particules indiscernables[23, 24].

Commençons par décrire l'expérience HOM : elle consiste à considérer deux photons (ou plus généralement deux particules de nature bosonique indiscernables) arrivant sur une lame séparatrice 50/50, chacune arrivant à un port d'entrée différent. Quatre scénarios sont alors possibles concernant les chemins des photons à la sortie de la séparatrice, schématisés sur la figure ci-après :



ou bien les deux photons sont réfléchis (scénario 1), ou bien les deux sont transmis (scénario 2), ou bien l'un est transmis et l'autre réfléchi (scénario 3 ou 4). Deux photodiodes placées aux ports de sortie de la lame séparatrice enregistrent les voies de sortie de chaque photon. Une procédure de synchronisation est ensuite mise en place pour comparer les résultats de chacun de ces détecteurs et en déduire un taux de coïncidence : ce taux traduit la

probabilité pour qu'un photon soit détecté sur un détecteur sachant que le second photon a été détecté sur l'autre détecteur (figure 1.1).

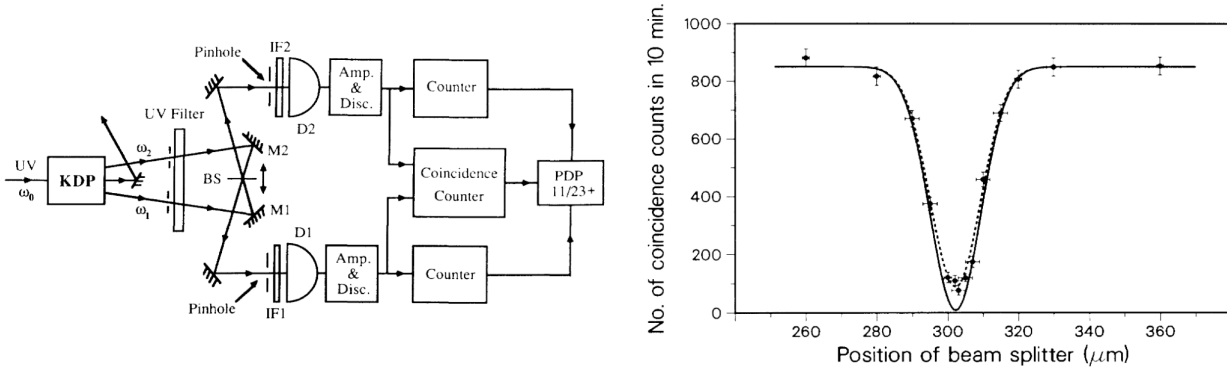


FIGURE 1.1. Montage et résultat de l'article HOM de 1987 tiré de [3]. Par conversion paramétrique, des photons issus d'un laser incident passant à travers un cristal de KDP entraînent l'émission de paires de photons. Après une étape de filtrage, les deux photons sont recombinaés sur une lame séparatrice (BS) mobile dont la position est balayée. Sur la courbe de droite le taux de coïncidence en sortie des deux voies (D1 et D2) de la séparatrice est mesuré en fonction de la position de la séparatrice. On observe une chute drastique du taux de coïncidence pour une unique position de la séparatrice avec une précision de l'ordre de quelques microns.

L'expérience de 1987 montre que ce taux de coïncidence chute à 0 (on parle de "dip HOM") lorsque la séparatrice est placée de telle sorte que les deux photons en entrée soient complètement indiscernables[25] (même polarisation, même mode spatio-temporel etc.). En conséquence, les deux photons sont toujours observés comme sortant sur la même voie de la lame séparatrice (scénarios 3 et 4). Cette observation ne peut pas être expliquée par une approche corpusculaire classique ni même par un phénomène d'interférence d'ondes classiques, lequel pourrait expliquer une chute partielle du taux de détection conjointe mais ne saurait expliquer sa valeur proche de 0 (sous-section 1.1.2); ainsi nous verrons que du fait des propriétés de la lame séparatrice et du caractère quantique du processus, les deux configurations issues des scénarios 1 et 2 entraînent des interférences destructives empêchant la détection conjointe des photons sur les deux voies de sortie distinctes (sous-section 1.1.1).

D'un point de vue expérimental, pour avoir deux photons identiques arrivant simultanément sur une lame séparatrice, le processus le plus simple est de créer ces photons à équidistance de la lame séparatrice (figure 1.2); dans l'expérience HOM et de façon usuelle en optique quantique, le procédé utilisé est celui de la conversion paramétrique : en focalisant un laser sur un milieu non-linéaire (un cristal de KDP dans ce cas), un photon "pompe" mène à la création d'une paire constituée de deux photons "signal" et "complémentaire" qui sont ensuite recombinaés sur la lame séparatrice de façon symétrique. D'autres méthodes sont possibles comme l'utilisation de l'émission spontanée de photons par des atomes piégés[23], la méthode utilisée pour la démonstration de l'effet HOM atomique dans notre équipe sera détaillée dans le chapitre 5 de ce manuscrit.

Nous allons à présent étudier et interpréter l'expérience HOM du point de vue de la mécanique quantique et de l'approche classique afin de mettre en évidence la nécessité du recours à la mécanique quantique.

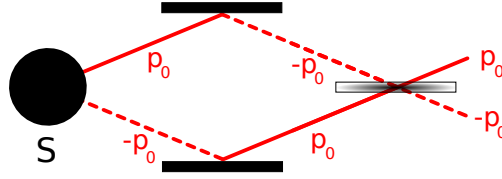
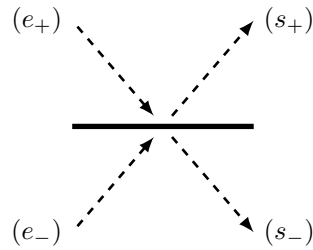


FIGURE 1.2. Schéma de principe de l'expérience HOM. Une paire de particules est créée à partir de la source S dans les états d'impulsion p_0 et $-p_0$. Les particules sont ensuite recombinaées sur une lame séparatrice mélangeant ces deux classes d'impulsions et dont la position peut être translatée. Les impulsions de sortie de la séparatrice, p_0 ou $-p_0$, des particules sont ensuite mesurées.

1.1.1 Traitement quantique

Considérons disposer de particules de nature bosonique et d'une séparatrice 50/50 modélisée de la façon suivante :



où dans le formalisme de la seconde quantification on note e_+ et e_- les opérateurs champs associés aux modes à l'entrée de la séparatrice et s_+ et s_- ceux associés aux modes de sortie. La matrice de passage liée à la séparatrice 50/50 peut s'écrire sous la forme[26] :

$$\begin{pmatrix} \hat{e}_+^\dagger \\ \hat{e}_-^\dagger \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & e^{i\theta} \\ -e^{-i\theta} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{s}_+^\dagger \\ \hat{s}_-^\dagger \end{pmatrix}. \quad (1.1)$$

θ s'interprétant comme un déphasage induit par la séparatrice entre les parties transmises et réfléchies. Partant de la configuration initiale où chaque voie d'entrée est peuplée par exactement un photon :

$$|\Psi\rangle = \hat{e}_+^\dagger \hat{e}_-^\dagger |0\rangle = |1_{e_+}, 1_{e_-}\rangle, \quad (1.2)$$

nous obtenons en sortie de séparatrice :

$$|\Psi\rangle \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} \left(e^{i\theta} \hat{s}_-^\dagger \hat{s}_-^\dagger - e^{-i\theta} \hat{s}_+^\dagger \hat{s}_+^\dagger + \hat{s}_+^\dagger \hat{s}_-^\dagger - \hat{s}_-^\dagger \hat{s}_+^\dagger \right) |0\rangle \quad (1.3)$$

S'agissant de bosons les opérateurs \hat{s}_+^\dagger et \hat{s}_-^\dagger commutent et le terme $\hat{s}_+^\dagger \hat{s}_-^\dagger - \hat{s}_-^\dagger \hat{s}_+^\dagger$ est identiquement nul :

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(e^{i\theta} \hat{s}_-^\dagger \hat{s}_-^\dagger - e^{-i\theta} \hat{s}_+^\dagger \hat{s}_+^\dagger \right) |0\rangle \quad (1.4)$$

ce résultat s'interprète comme des interférences destructives entre les deux chemins des scénarios 1 et 2 associés à des phases opposées. L'état final est donc

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(e^{i\theta} |2_{s_-}, 0_{s_+}\rangle - e^{-i\theta} |0_{s_-}, 2_{s_+}\rangle \right) \quad (1.5)$$

mettant bien en évidence la disparition totale des coïncidences conjointes de part et d'autre de la séparatrice. Expérimentalement, la grandeur mesurée qui traduit le "dip HOM" et qui correspond à la mesure des coïncidences conjointes est le corrélateur croisé $G_{s_+s_-}^{(2)}$ défini par

$$G_{s_+s_-}^{(2)} = \langle \hat{s}_+^\dagger \hat{s}_-^\dagger \hat{s}_+ \hat{s}_- \rangle. \quad (1.6)$$

D'après la relation 1.5 et l'absence de terme de la forme $|1_{s_-}, 1_{s_+}\rangle$, le corrélateur croisé est bien identiquement nul. Nous voyons également via la relation 1.5 que ce phénomène perdure même lorsque la phase θ induite par la séparatrice est aléatoire :

$$\langle G_{s_+s_-}^{(2)} \rangle_\theta = 0. \quad (1.7)$$

Or, nous allons voir que dans le cas d'un traitement classique la présence de ce terme de phase rend impossible l'explication d'un tel phénomène : il sera toujours possible de mesurer des coïncidences conjointes de part et d'autre de la séparatrice.

1.1.2 Traitement classique

Pour étudier ce problème d'un point de vue classique il est nécessaire de choisir de façon exclusive ou bien le cadre de l'approche corpusculaire, ou bien le cadre de l'approche ondulatoire.

Dans le cadre d'une approche corpusculaire, les photons n'interagissant pas entre eux tous les scénarios sont équiprobables et il serait attendu une détection coinjointe à chaque port de sortie de la lame séparatrice lors de la moitié des réalisations en moyenne.

Dans le cadre d'une approche ondulatoire, la chute du taux de détection conjointe est mesurable lorsque les deux chemins optiques sont égaux mais elle ne s'annule pas comme ce qui est observé dans l'expérience de 1987. Ce résultat est par exemple montré dans un cadre très général dans l'article [27] (supplementary) ou de façon plus simple dans la thèse [28] dont nous reprenons la démonstration :

Considérons en effet les deux ondes électromagnétiques \mathcal{E}_{e_+} et \mathcal{E}_{e_-} en entrée de la séparatrice. Elles peuvent

se mettre sous la forme :

$$\mathcal{E}_{e_+} = \mathcal{E}_0 e^{i\theta_+}, \quad (1.8)$$

$$\mathcal{E}_{e_-} = \mathcal{E}_0 e^{i\theta_-}. \quad (1.9)$$

A la sortie de la lame séparatrice les ondes électromagnétiques notées \mathcal{E}_{s_+} et \mathcal{E}_{s_-} s'expriment donc à partir de la modélisation de la séparatrice explicitée précédemment (dans le cadre quantique mais qui s'adapte aisément ici) comme étant :

$$\mathcal{E}_{s_+} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\mathcal{E}_{e_+} - e^{i\theta} \mathcal{E}_{e_-}), \quad (1.10)$$

$$\mathcal{E}_{s_-} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\mathcal{E}_{e_-} + e^{-i\theta} \mathcal{E}_{e_+}). \quad (1.11)$$

La détection conjointe sur les voies de sortie de la séparatrice est proportionnelle au produit des intensités dont l'expression se déduit de la formule précédente et vaut :

$$I_{s_+} I_{s_-} = I_0^2 \sin^2 (\theta_+ - \theta_- - \theta). \quad (1.12)$$

Ainsi, ce terme peut s'annuler pour $\theta_+ - \theta_- = \theta$ par exemple. Il est possible de contrôler expérimentalement la phase θ introduite par la séparatrice[4], de plus la largeur finie des paquets d'onde entraîne des fluctuations de θ_+ et θ_- de sorte que la moyenne sur ces fluctuations aboutit à :

$$\langle I_{s_+} I_{s_-} \rangle_\theta = \frac{I_0^2}{2} > 0. \quad (1.13)$$

Dans ces conditions, le taux de détections conjointes serait minoré par le seuil $I_0^2/2$ et ne pourrait pas s'annuler. Dans l'expérience réalisée par Hong, Ou et Mandel le taux de détections conjointes est inférieur à ce seuil, mettant bien en évidence la nature quantique de la source.

1.2 Inégalité de Bell

La relation 1.5 montre que l'expérience HOM permet la création de systèmes intriqués ; l'intrication de particules est également une description de systèmes ne pouvant se comprendre que dans le cadre du formalisme quantique. Dans un état intriqué entre deux particules, les corrélations de mesures entre les deux particules persistent même lorsqu'elles sont séparées spatialement. L'existence de tels états est si déroutante pour notre conception classique qu'elle poussa Einstein, l'un des pères fondateurs de la mécanique quantique, à remettre en cause ses fondements.

1.2.1 Le paradoxe EPR

En 1935, Einstein, Podolsky et Rosen publient un article[13] dans lequel la théorie quantique est suspectée d'être incomplète. Le raisonnement a pour point de départ le postulat suivant : pour tout système, si une quantité peut être déterminée sans avoir à perturber le système d'aucune manière, alors il doit exister un élément de réalité, lié au système, correspondant à cette quantité¹. Une théorie ne comportant pas un tel élément de réalité ne saurait être complète. Einstein, Podolsky et Rosen (EPR) conclueront leur article en considérant que la théorie quantique est incomplète. Dans la suite de cette sous-section nous reprendrons le raisonnement suivi par EPR.

Ainsi, considérons par exemple une particule décrite par une fonction d'onde Ψ , vecteur propre de l'observable impulsion P de valeur propre p_0 :

$$\Psi = e^{(2i\pi/\hbar)p_0x} \quad (1.14)$$

nous savons alors, sans avoir à perturber le système, que la particule a une impulsion p_0 . En revanche, cette même fonction d'onde Ψ n'est pas vecteur propre de l'observable position X : la position de la particule ne saurait, dans le cadre de la mécanique quantique, être déterminée sans effectuer de mesure et une telle mesure perturberait effectivement la fonction d'onde qui ne serait plus décrite par l'équation 1.14. Ainsi, pour une particule dont l'impulsion est connue, celle-ci ayant donc bien une réalité physique, la position de cette même particule ne saurait avoir simultanément une réalité physique. Cette conclusion se généralise pour tout jeu de deux observables A et B telles que $AB \neq BA$: ces deux quantités ne sauraient avoir de réalité physique simultanément.

Considérons à présent deux particules intriquées, formant deux sous-systèmes I et II. Nous pouvons étudier le système I et en considérant une observable A de fonctions propres les fonctions $u_n(x_1)$ où $n \in \mathbb{N}$ et x_1 décrit le jeu de variables associés au système I, nous pouvons écrire la fonction d'onde Ψ de ce système sous la forme :

$$\Psi(x_1, x_2) = \sum_n \psi_n(x_2)u_n(x_1), \quad (1.15)$$

x_2 décrivant l'ensemble des variables associées au système II. La mesure de la quantité A perturbera alors le système et le laissera dans un état $u_k(x_1)$ et nous saurons alors que le système II sera décrit par la fonction d'onde $\psi_k(x_2)$. Mais si nous considérons une autre observable B vérifiant la condition $AB \neq BA$ et de fonctions propres les fonctions $v_n(x_1)$, $n \in \mathbb{N}$, nous pouvons aussi écrire :

$$\Psi(x_1, x_2) = \sum_n \phi_n(x_2)v_n(x_1), \quad (1.16)$$

et la mesure de la quantité B perturbera le système et le laissera dans un état $v_r(x_1)$ et nous saurons alors que le système II sera décrit par la fonction d'onde $\phi_r(x_2)$.

1. "If, without in anyway disturbing a system, we can predict with certainty (i.e., with probability equal to unity) the value of a physical quantity, then there exists an element of physical reality corresponding to this physical quantity."

Il apparaît donc que selon la mesure de la quantité choisie sur le système I, le système II pourra être décrit ou bien par la fonction d'onde ψ_k ou bien par la fonction d'onde ϕ_r . Pourtant, s'agissant de deux systèmes n'interagissant plus après leur séparation, les auteurs soulignent que par définition les mesures effectuées sur le premier système ne sauraient affecter l'état du second système : les fonctions d'onde ψ_k et ϕ_r devraient donc décrire la même réalité physique du second système. Les deux quantités A et B auraient donc une réalité dans le second système bien que $AB \neq BA$ ce qui entre en contradiction avec le raisonnement établi.

S'agissant du fait que lors de cette expérience de pensée les quantités A et B ne sont pas mesurées simultanément dans le système I, les auteurs insistent sur le fait que, dans une vision réaliste, la séparation des systèmes I et II devrait rendre indépendante la perturbation locale du système I vis à vis du système II. Ce paradoxe, communément appelé paradoxe EPR, entraîna Einstein, Podolsky et Rosen à considérer la description en terme de fonction d'onde de la mécanique quantique comme étant incomplète.

1.2.2 Théorème de Bell

Bien que la parution de cet article obtint une réponse rapide de Bohr la même année[29] dans lequel celui-ci défendit l'impossibilité de pouvoir considérer les deux systèmes comme étant indépendant, le débat restera essentiellement philosophique avant que Bell en 1964[16] ne le formalise en poursuivant le raisonnement d'Einstein, Podolsky et Rosen. Dans son développement, Bell base son raisonnement sur la mesure de spins de particules au lieu de suivre le raisonnement EPR qui considère des mesures de vitesse et de position. Cette démarche a été proposée par Bohm et Aharonov[30] pour des raisons essentiellement pratiques et de faisabilité expérimentale, ceci ne change rien aux conclusions et à la philosophie du paradoxe soulevé par EPR. Ci-après nous suivrons le raisonnement de Bell pour poser le problème avant de discuter dans la sous-section 1.2.2 des réalisations expérimentales et des conclusions apportées par celles-ci, enfin dans la section 1.3 nous verrons comment ce problème s'adapte à la mesure d'impulsion de particules.

Position du problème

Pour illustrer son propos John Bell considère une paire de particules de spin 1/2 formant un état singulet :

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle) \quad (1.17)$$

et se déplaçant dans des directions opposées. Les mesures des composantes de spins, $\vec{\sigma}_1$ et $\vec{\sigma}_2$ des 2 particules sont possibles via un interféromètre de Stern-Gerlach et sont corrélées d'après l'expression 1.17 de $|\Psi\rangle$, de sorte que si la mesure de l'observable $\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{a}$, où \vec{a} est un vecteur de norme 1, est 1 alors la mesure de l'observable $\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{a}$ sera -1 (et vice-versa). Puisqu'il est possible de déduire la valeur de $\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{a}$ sans effectuer de mesure sur le système II,

le raisonnement EPR suggère qu'il doit pour cette raison exister un paramètre λ (pouvant éventuellement constituer un jeu de paramètres) non décrit dans le formalisme quantique mais servant à caractériser l'état du système entier. En notant A le résultat de la mesure de l'observable $\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{a}$, A ne dépendrait alors que de \vec{a} et de la valeur de λ , et de même le résultat B de l'observable $\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{b}$ ne dépendrait que de \vec{b} et λ . On a l'ensemble des valeurs possibles :

$$A(\vec{a}, \lambda) = \pm 1, B(\vec{b}, \lambda) = \pm 1 \quad (1.18)$$

L'hypothèse fondamentale² pour adopter le point de vue EPR est de considérer que le résultat B lié à la particule 2 est totalement indépendant du choix de \vec{a} . La variable λ est une variable locale et pouvant éventuellement avoir une dynamique qui lui est propre (et on peut considérer par exemple que la valeur initiale de ce paramètre pour chaque système est fixée lors de leur interaction). En notant $\rho(\lambda)$ sa distribution de probabilité, l'espérance du produit des mesures $\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{a}$ et $\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{b}$ vaut

$$P(\vec{a}, \vec{b}) = \int d\lambda \rho(\lambda) A(\vec{a}, \lambda) B(\vec{b}, \lambda) \quad (1.19)$$

tandis que dans le formalisme quantique il est possible de montrer que pour l'état considéré l'espérance de ce produit vaut

$$\langle \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{a} \vec{\sigma}_2 \cdot \vec{b} \rangle = -\vec{a} \cdot \vec{b} \quad (1.20)$$

L'article de Bell considère ces deux situations et aboutit à trouver des configurations où ces quantités ne sont pas égales. C'est l'expérience physique qui tranchera donc entre la validité d'une approche vis-à-vis de l'autre[15].

Réalisation expérimentale et conséquences

La relation 1.19 est issue de la modélisation de la physique sous forme d'un modèle reposant sur l'hypothèse d'un réalisme local tandis que la relation 1.20 est issue du formalisme quantique. La conclusion de Bell, connue sous le nom de théorème de Bell, est que le modèle local réaliste ne peut donner les mêmes prédictions que ceux issus de la mécanique quantique : l'inégalité de Bell (cette inégalité sera établie dans la section 1.3) est déduite à partir de l'hypothèse de réalisme local et serait violée dans le cadre de la mécanique quantique.

Bien que le protocole expérimental décrit par Bell ait été rapidement mis en place de façon pratique[31] et que les premières expériences[32], toutes menées sur des photons corrélés en spin, donnaient de forts indices vers une violation des inégalités de Bell, les résultats restaient controversés[33]. Lors de la mise en place d'expériences, le dispositif expérimental n'est pas aussi simple et propre que les expériences de pensée théoriques : des situations ambiguës appelées échappatoires peuvent ouvrir la possibilité à une interprétation satisfaisant le réalisme local[34]. Le principal échappatoire ("loophole"), celui de localité, fut éliminé dans l'expérience historique d'Aspect[15] qui est celle ayant convaincu la communauté scientifique sur la validité de la violation des inégalités de Bell ; dans cette

2. "But on one supposition we should, in my opinion, absolutely hold fast : the real factual situation of the system S_2 is independent of what is done with the system S_1 , which is spatially separated from the former" A. Einstein

expérience, les deux photons formant les particules 1 et 2 et les éléments optiques utilisés pour la mesure des spins $\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{a}$ et $\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{b}$ sont suffisamment séparés pour exclure la possibilité de communication des deux photons au moment d'une mesure.

Par la suite chaque échappatoire, certains parfois farfelus, furent méthodiquement exclus au fur et à mesure des expériences. Cette démarche présente non seulement un intérêt fondamental pour conforter la vision conceptuelle du monde par les physiciens, puisque chaque résolution d'échappatoire apporte de nouveaux arguments à la validité des axiomes de la mécanique quantique, mais a aussi un intérêt pratique puisqu'elle permet la mise en place de protocoles de sécurité[35] ou encore de génération de nombres aléatoires[36] basés sur les fondements de la mécanique quantique.

1.3 Inégalité de Bell et atomes corrélés en impulsion

Depuis les années 80, de nombreuses expériences montrant l'intrication de systèmes physiques et la violation de l'inégalité de Bell avec ces systèmes ont été démontrées : nous pouvons citer par exemple et de façon non exhaustive des expériences faisant intervenir des atomes[37], des ions[38] ou encore des circuits supra-conducteurs[39]. Pourtant jusqu'à maintenant, personne n'a été en mesure de montrer l'intrication de degrés de liberté externes de particules massives. Les expériences précédentes impliquant des particules massives portent sur des variables internes tandis que l'intrication impliquant des variables internes portent toutes sur des systèmes de particules dépourvue de masse.

Notre expérience a donc pour objectif de montrer la validité du théorème de Bell avec des atomes, particules massives, corrélés en impulsion, degré de liberté externe. Cette expérience se rapprocherait de l'esprit original de l'article EPR et constitue aujourd'hui un véritable challenge expérimental. Au-delà de cet aspect, il s'agit d'une des premières étapes pour comprendre l'influence de la gravitation sur les système quantique[40] : le manque de preuves empiriques sur son influence est source de débats sur le fait que la gravité doit ou ne doit pas être considéré comme une entité quantique ; notre expérience ne permettra pas de trancher mais un de ces objectifs est de pouvoir contribuer à des avancées dans ce débat.

1.3.1 Formalisme quantique

Adaptons l'approche de Bell à l'interféromètre que nous verrons au cours de ce manuscrit et qui est représenté sur la figure 1.3. Une source S de particules crée une superposition cohérente de paires de particules corrélées en vitesse (ou impulsion) sous la forme

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|q, -q\rangle + e^{i\phi} |-p, p\rangle) \quad (1.21)$$

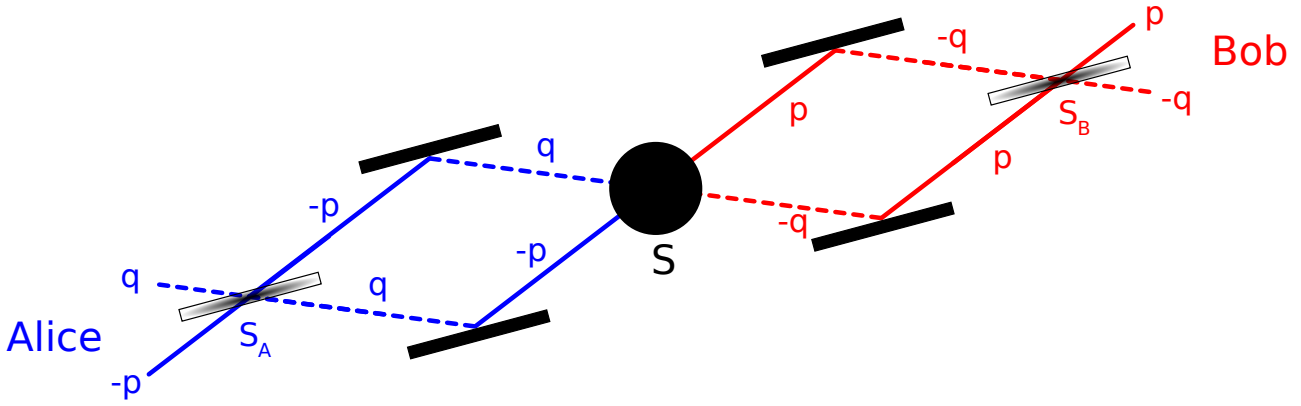


FIGURE 1.3. Schéma interférométrique que l'on souhaite mettre en place pour démontrer une violation des inégalités de Bell. Deux particules corrélées en impulsion sont créées en S et sont séparées, une particule étant attribuée à Alice et l'autre à Bob. Chaque particule est ensuite réfléchiée et passe au travers d'une lame séparatrice dont la phase relative peut être contrôlée. Les impulsions sont ensuite mesurées après la lame séparatrice. Il est intéressant de remarquer que les bras d'Alice et de Bob sont similaires au schéma de la figure 1.2 (au contrôle de phase près).

où le paramètre ϕ correspond à un terme de phase propre au processus de création de la paire de particules et les notations q et p correspondent à des impulsions. L'équation 1.21 adopte les mêmes notations que la figure 1.3 et en particulier traduit une relation de conservation de l'impulsion entre les deux particules. Avec le formalisme développé dans la partie 1.1.1, nous pouvons écrire l'état sous la forme

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(a_q^\dagger a_{-q}^\dagger + e^{i\phi} a_{-p}^\dagger a_p^\dagger \right) |0\rangle \quad (1.22)$$

En notant θ_A et θ_B les déphasages induits par la séparatrice d'Alice et de Bob (notations introduites dans la section 1.1.1), l'état du système avant la mesure se met sous la forme :

$$|\psi_{out}\rangle = \frac{1}{2\sqrt{2}} \left(a_q^\dagger + e^{i\theta_A} a_{-p}^\dagger \right) \left(a_{-q}^\dagger - e^{-i\theta_B} a_p^\dagger \right) |0\rangle + \frac{e^{i\phi}}{2\sqrt{2}} \left(a_{-p}^\dagger - e^{-i\theta_A} a_q^\dagger \right) \left(a_p^\dagger + e^{i\theta_B} a_{-q}^\dagger \right) |0\rangle \quad (1.23)$$

La démarche de Bell consistant à s'intéresser à la mesure de l'impulsion des systèmes I (Alice) et II (Bob), nous pouvons alors introduire les notations suivantes pour les probabilités de détection conjointes :

$$\mathcal{P}_{+,+} = \|\langle q, p | \psi_{out} \rangle\|^2 = \|a_q a_p | \psi_{out} \rangle\|^2, \quad (1.24)$$

$$\mathcal{P}_{-,-} = \|\langle -p, -q | \psi_{out} \rangle\|^2 = \|a_{-p} a_{-q} | \psi_{out} \rangle\|^2, \quad (1.25)$$

$$\mathcal{P}_{+,-} = \|\langle p, -q | \psi_{out} \rangle\|^2 = \|a_p a_{-q} | \psi_{out} \rangle\|^2, \quad (1.26)$$

$$\mathcal{P}_{-,+} = \|\langle -p, p | \psi_{out} \rangle\|^2 = \|a_{-p} a_p | \psi_{out} \rangle\|^2 \quad (1.27)$$

Le premier indice de \mathcal{P} se référant à la mesure d'Alice, le second indice à la mesure de Bob, l'indice + correspond

à la mesure de l'impulsion $+q$ dans le cas d'Alice et $+p$ dans le cas de Bob. A partir de 1.23 et du résultat suivant :

$$\left\| \frac{1}{2\sqrt{2}} (e^{i\alpha} \pm e^{i\beta}) \right\|^2 = \frac{1}{4} (1 \pm \cos(\alpha - \beta)) \quad (1.28)$$

on peut exprimer les probabilités sous la forme :

$$\mathcal{P}_{\pm,\pm} = \frac{1}{4} (1 + \cos(\Delta\theta - \phi)) \quad (1.29)$$

$$\mathcal{P}_{\pm,\mp} = \frac{1}{4} (1 - \cos(\Delta\theta - \phi)) \quad (1.30)$$

avec $\Delta\theta = \theta_A - \theta_B$. L'adaptation du problème de Bell revient à attribuer pour Alice (respectivement Bob) la valeur $+1$ à la mesure de l'impulsion q (resp. p) et -1 à la mesure de l'impulsion $-p$ (resp. $-q$), de sorte que l'espérance du produit de ces mesures vaut :

$$\begin{aligned} E(\theta_A, \theta_B) &= (+1) \times (+1) \times \mathcal{P}_{+,+}(\theta_A, \theta_B) \\ &\quad + (-1) \times (-1) \times \mathcal{P}_{-,-}(\theta_A, \theta_B) \\ &\quad + (+1) \times (-1) \times \mathcal{P}_{+,-}(\theta_A, \theta_B) \\ &\quad + (-1) \times (+1) \times \mathcal{P}_{-,+}(\theta_A, \theta_B), \end{aligned} \quad (1.31)$$

Le paramètre $E(\theta_A, \theta_B)$ est appelé corrélateur[41] et correspond, pour une configuration des grandeurs θ_A et θ_B fixée, à l'espérance du produit des mesures d'Alice et Bob (en accord avec l'approche de Bell). Il peut s'exprimer à partir des équations 1.29 et 1.30 sous la forme

$$E(\theta_A, \theta_B) = \cos(\Delta\theta - \phi) \quad (1.32)$$

Enfin, on peut introduire le paramètre \mathcal{S} appelé paramètre CHSH[31] et défini par

$$\mathcal{S} = E(\theta_A, \theta_B) - E(\theta_A, \theta'_B) + E(\theta'_A, \theta_B) + E(\theta'_A, \theta'_B) \quad (1.33)$$

de sorte que pour le jeu paramètre $\{\theta_A, \theta_B, \theta'_A, \theta'_B\} = \{\phi, -\pi/4, \phi + \pi/2, \pi/4\}$ on obtient

$$\mathcal{S} = 2\sqrt{2} \quad (1.34)$$

Nous allons à présent étudier cet interféromètre dans le cadre d'une théorie à variables cachées locales (ce qui revient à introduire le paramètre λ) pour en déduire une incompatibilité avec le formalisme quantique.

1.3.2 Variables cachées locales

Dans le cadre d'une théorie à variables cachées locales, nous pouvons noter les mesures d'Alice et de Bob $A(\theta_A, \lambda)$ et $B(\theta_B, \lambda)$ par analogie avec l'équation 1.18 de sorte que le paramètre $E(\theta_A, \theta_B)$ s'exprime sous la forme :

$$E(\theta_A, \theta_B) = \int d\lambda \rho(\lambda) A(\theta_A, \lambda) B(\theta_B, \lambda) \quad (1.35)$$

avec les mêmes notations introduites par Bell. Le paramètre CHSH vaut alors :

$$\mathcal{S} = \int d\lambda \rho(\lambda) [A(\theta_A, \lambda) (B(\theta_B, \lambda) - B(\theta'_B, \lambda)) + A(\theta'_A, \lambda) (B(\theta_B, \lambda) + B(\theta'_B, \lambda))] \quad (1.36)$$

Or, en considérant le nombre fini (1 ou -1) de valeurs que peut prendre chaque paramètre, il est facile de montrer, en considérant les $2^4 = 16$ configurations possibles, que la quantité $A(\theta_A, \lambda) (B(\theta_B, \lambda) - B(\theta'_B, \lambda)) + A(\theta'_A, \lambda) (B(\theta_B, \lambda) + B(\theta'_B, \lambda))$ apparaissant dans l'intégrande ne peut prendre de valeurs que ± 2 de sorte qu'en intégrant sur l'espace de probabilité on aboutit à l'inégalité :

$$-2 \leq \mathcal{S} \leq 2 \quad (1.37)$$

Cette inégalité rentre clairement en contradiction avec les résultats obtenus précédemment. La violation de cette inégalité est communément appelée violation de l'inégalité de Bell. C'est cette inégalité que l'on souhaite violer.

1.3.3 Expérience de Rarity et Tapster

Nous terminons ce chapitre en faisant remarquer que l'interféromètre de la figure 1.3 a déjà été mis en place pour des photons par Rarity et Tapster en 1990 [42]. Il a conduit à la démonstration de la violation des inégalités de Bell avec des photons intriqués en vitesse. Le schéma expérimental que l'on souhaite mettre en œuvre est une adaptation de l'interféromètre de Rarity et Tapster avec des atomes.

Dans l'expérience de Rarity et Tapster, la lumière provenant d'un laser est focalisée sur un cristal de KDP³. Les non linéarités induites par le cristal entraînent la création de paires de photons intriqués :

$$|\Psi_i\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|k_{a3}, k_{b4}\rangle + e^{i\phi} |k_{a4}, k_{b3}\rangle). \quad (1.38)$$

où sont reprises les notations de la figure 1.4 issue de l'article de Rarity et Tapster. Les photons passent ensuite par différents éléments optiques :

- miroirs
- lames de phase

3. De façon similaire à l'expérience HOM

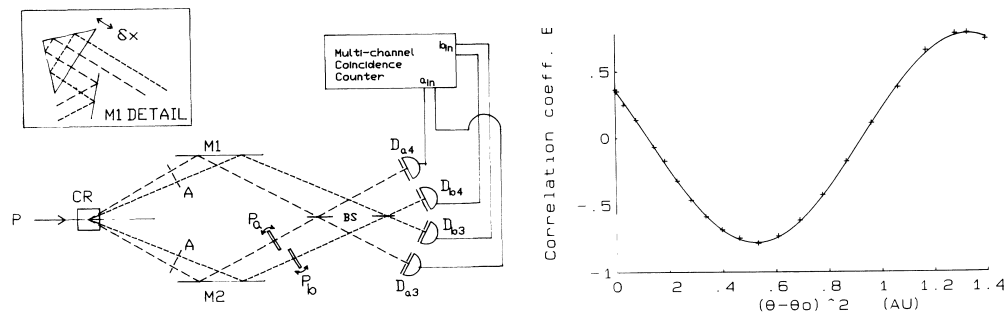


FIGURE 1.4. Extrait de l'expérience Rarity et Tapster [42]. A gauche est représenté le montage qui est analogue à la figure 1.3. Après détection des photons, les taux de coïncidence de Bob et d'Alice sont mesurés et les différentes probabilités $\mathcal{P}_{+/-,+/-}$ sont déduites. Sur la figure de droite, le paramètre E est alors calculé via la relation 1.31 et tracé en fonction du carré de la différence d'inclinaison des lames P_a et P_b (ce qui revient expérimentalement à modifier les angles θ_A et θ_B). Le comportement sinusoïdal prédit par la théorie quantique est observé et la valeur du paramètre $S = 2,21$ est déduite de cette courbe.

— lames séparatrices

de sorte que les paramètres θ_A et θ_B puissent être contrôlés à partir de l'orientation des lames de phases. Les photons sont enfin mesurés à la sortie des lames séparatrices au moyen de photodétecteurs. En variant l'orientation des lames de phase il est expérimentalement possible de mesurer le corrélateur E et d'observer son oscillation (figure 1.4). L'interprétation de ces résultats amène à une violation des inégalités de Bell avec un paramètre $S = 2,21(2)$.

Chapitre 2

Vers un interféromètre à 4 modes et 2 atomes

Nous souhaitons pouvoir mettre en place le schéma interférométrique de la figure 1.3. En nous basant sur l'expérience accumulée en optique quantique nous avons adapté ces techniques expérimentales au domaine des atomes froids afin de mettre en œuvre les mêmes expériences sur des atomes corrélés en impulsion, le choix de l'utilisation des nuages d'atomes froids ayant été fait car il s'agit de systèmes simples à la fois dans leur manipulation et dans leur détection et manifestant des propriétés quantiques.

La tâche la plus ardue pour implémenter ces expériences avec des atomes consiste en la production et la caractérisation du processus de création de paires atomiques : bien que la création de paires atomiques a déjà été observé avec des corrélations en spin[43] ou en impulsion[44], la possibilité d'en produire de façon contrôlée et de caractériser de façon satisfaisante ce processus en est encore à ses balbutiements. De telles possibilités existent cependant dans le cas d'ions ou d'atomes piégés[45] mais il ne s'agit pas dans ce cas de particules se déplaçant librement.

Dans ce chapitre nous détaillerons de façon relativement succincte les différents éléments en place dans l'interféromètre : création d'un réservoir macroscopique d'atomes (analogue du laser en optique quantique), processus de création de paire d'atomes (analogue du processus de conversion paramétrique), la mise en place de lames séparatrices et de miroirs pour ondes de matière (appelés impulsions de Bragg) et enfin détection de particules uniques (analogue des photodétecteurs).

2.1 Source

Le point de départ de l'expérience est donc une source d'atomes à grand nombre de particules dans le même état quantique : le condensat de Bose-Einstein est le candidat idéal.

Dans le cadre de notre expérience nous utilisons des atomes d'hélium 4 dans l'état métastable 2^3S_1 noté He*. L'intérêt principal de l'utilisation de cet atome est développé dans la section 2.4. La figure 2.1 représente les niveaux d'énergie de l'hélium 4 utilisés dans les expériences d'atomes froids. Dans notre cas, les transitions utilisées sont les transitions $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_2$ et $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_0$. En particulier, toutes les étapes de refroidissement décrites dans cette section adressent la transition $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_2$: cette transition étant intéressante puisque couplée à l'application d'un champ magnétique le niveau 2^3P_2 subit une levée de dégénérescence, due à la structure fine de l'atome d'hélium et à l'effet Zeeman, aboutissant à 5 niveaux décalés en énergie. La transition 2^3S_1 subit également une levée de dégénérescence aboutissant à 3 sous-niveaux $m = -1, 0, 1$.

Cette levée de dégénérescence du niveau 2^3S_1 est particulièrement intéressante de part l'insensibilité aux champs magnétiques du sous-niveau $m = 0$. Ainsi, lors des phases de chute libre, les atomes dans ce sous-niveau sont insensibles aux champs magnétiques pouvant subsister (créés par des courants de Foucault, des éléments aimantés au sein de l'enceinte, les pompes turbo-moléculaires etc.). Après les phases expérimentales nécessitant le piégeage des atomes et la présence d'un champ magnétique, les atomes initialement tous dans le sous-niveau $m = 1$ (piégeant par la présence du champ magnétique) sont transférés dans le sous-niveau $m = 0$ au moyen d'un transfert à deux photons avec le niveau 2^3P_0 appelé transfert Raman (figure 2.2). L'efficacité de ce transfert est expérimentalement estimée supérieure à 95 % [46]. Ce transfert permet également de fournir une vitesse aux atomes de façon contrôlée via l'absorption et l'émission stimulée des deux photons ; ce point secondaire sera exploité dans la figure 3.8 du chapitre 3.

Partant d'un gaz d'hélium à température ambiante, le processus de condensation dans l'état métastable comporte les étapes suivantes :

2.1.1 Obtention de l'hélium métastable et mélasse transverse

L'hélium métastable est obtenu à partir d'un gaz d'hélium à l'aide d'une source à décharge dont le schéma se trouve sur la figure 2.3 tiré de [47]. La décharge électrique se produisant entre la pointe et l'écorceur produit dans cette zone un plasma d'hélium permettant de peupler plusieurs niveaux d'énergie dont le niveau métastable He*. L'efficacité de ce processus est de l'ordre de 10^{-4} , valeur qui nous satisfait, et les atomes en sortie du gicleur ont une vitesse de l'ordre de 2000 m/s. Un premier refroidissement des atomes est effectué afin de réduire cette vitesse en faisant circuler de l'azote liquide autour du plasma ; de plus, une sélection des atomes ayant les vitesses longitudinales les plus faibles est ensuite opérée à l'aide de l'écorceur. Le flux d'atomes a alors une vitesse qui est estimée à 1200 m/s [48].

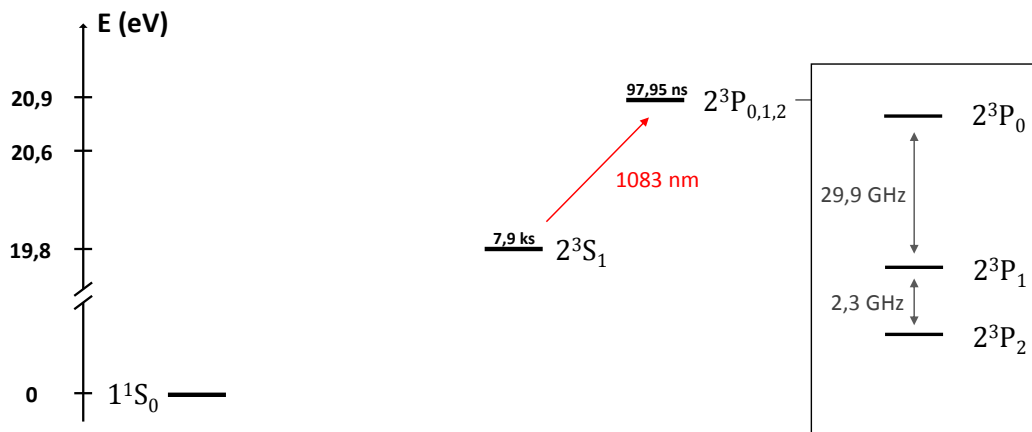


FIGURE 2.1. Niveaux d'énergie d'intérêt de l'hélium 4. L'état fondamental 1^1S_0 de l'hélium est représenté et situé à 19,8 eV de l'état métastable 2^3S_1 dont la durée de vie est supérieure à 2h, permettant d'obtenir un condensat d'hélium métastable, noté He^* , pendant la durée typique d'une expérience (de l'ordre de 10 à 30 secondes). La levée de dégénérescence de l'état 2^3S_1 permet de piéger magnétiquement le sous-niveau $m = 1$. La transition $2^3S \rightarrow 2^3P$ accessible optiquement est celle qui est la plus utilisée pour piéger, refroidir et imager l'hélium métastable.

Après l'écorceur, le jet d'hélium se propage selon l'axe (Ox) (les axes sont fixés via la figure 2.4 et le seront dans toute la suite du manuscrit) avec un angle de divergence de 40 mrad. La mélasse transverse permet de sélectionner uniquement les atomes d'hélium métastables en adressant la transition $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_2$ et de collimater ce jet de sortie selon l'axe (Ox) en diminuant la vitesse transverse des atomes. Pour cela, deux faisceaux elliptiques transverses rétro-réfléchis adressent la transition $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_2$ en étant désaccordé vers le rouge de quelques MHz.

2.1.2 Ralentisseur Zeeman

Pour continuer à ralentir le jet atomique nous utilisons un ralentisseur Zeeman de 3 mètres de long, cette grande longueur est caractéristique des expériences d'hélium métastable due à la longue durée de vie de l'état excité 2^3P_2 (de l'ordre de $0.1 \mu s$), sans refroidissement préalable à l'azote liquide le ralentisseur Zeeman aurait été d'une longueur bien trop importante. Le laser composant le ralentisseur Zeeman est désaccordé d'environ 400 MHz vers le rouge de la transition optique $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_2$. La durée typique pour ralentir un atome est de 1,5 ms et cette décélération permet de capturer les atomes dans la chambre de science via le piège magnéto-optique. Nous laissons donc le chargement de ce piège magnéto-optique opérer pendant une durée de l'ordre de quelques secondes (6 secondes dans la thèse [47], 2 secondes dans la thèse [28]) afin de saturer ce chargement.

2.1.3 Piège Magnéto-optique et mélasse

Le piège magnéto-optique (PMO) consiste en trois faisceaux rétro-réfléchis couplés à un gradient de champ magnétique pour permettre un piégeage dans les trois dimensions spatiales. On estime alors avoir piégé de l'ordre de 10^9 atomes à une température de $800 \mu K$.

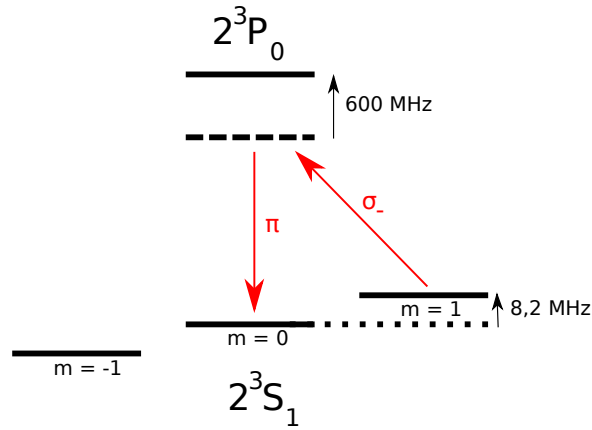


FIGURE 2.2. Principe du transfert Raman et représentation de la transition atomique $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_0$ utilisée pour le transfert. Les atomes initialement dans le sous-niveau $m = 1$ sont virtuellement transférés par un faisceau laser polarisé σ_- dans le niveau 2^3P_0 tandis que le second faisceau laser polarisé π permet de transférer ces atomes vers le sous-niveau $m = 0$. Le décalage de 600 MHz permet de garantir que le niveau intermédiaire n'est pas peuplé tandis que le décalage de 8.2 MHz entre les deux lasers est dû à l'effet Zeeman produit par un champ magnétique de biais de 3G. L'efficacité de ce transfert est expérimentalement estimée supérieure à 95%. Ce transfert à deux photons permet également un transfert de vitesse qui sera exploité dans la figure 3.8 du chapitre 3.

La coupure du champ magnétique permet ensuite d'appliquer, avec ces mêmes six faisceaux, une étape de mélasse optique pendant 2 ms, ce qui permet d'atteindre une température de l'ordre de $300 \mu\text{K}$.

2.1.4 Piège magnétique et pompage optique

Les atomes sont alors chargés dans un piège magnétique formés par des bobines alignées avec l'axe (Oy) (direction fixée sur le schéma 2.4 pour toute la suite du manuscrit) dans une configuration de type Ioffe-Pritchard[49] créant en bonne approximation un champ de la forme [48]

$$B(y, \rho) = B_0 + B''y^2 + \left(\frac{B'^2}{2B_0} - \frac{B''}{2} \right) \rho^2 \quad (2.1)$$

où $\rho = \sqrt{x^2 + z^2}$ et l'origine ayant été fixée au centre du piège (confondu avec le centre du PMO). Dans notre cas le minimum du champ, appelé biais, B_0 est non nul. La mise en place du piège magnétique est obtenue en faisant passer 200 ampères dans les bobines du piège, le champ magnétique est actuellement considéré comme stable après un régime transitoire de 600 ms.

Durant ce intervalle de temps, la levée de dégénérescence des sous-niveaux Zeeman de l'état métastable permet de pomper optiquement pendant une durée de $100 \mu\text{s}$ (via un faisceau dénommé "pompe" rétro-réfléchi selon l'axe (Oy)) les atomes dans l'état $m = 1$ correspondant à l'état piégé.

Pendant ma thèse, des mesures par fluorescence nous ont permis d'estimer le nombre d'atomes après cette

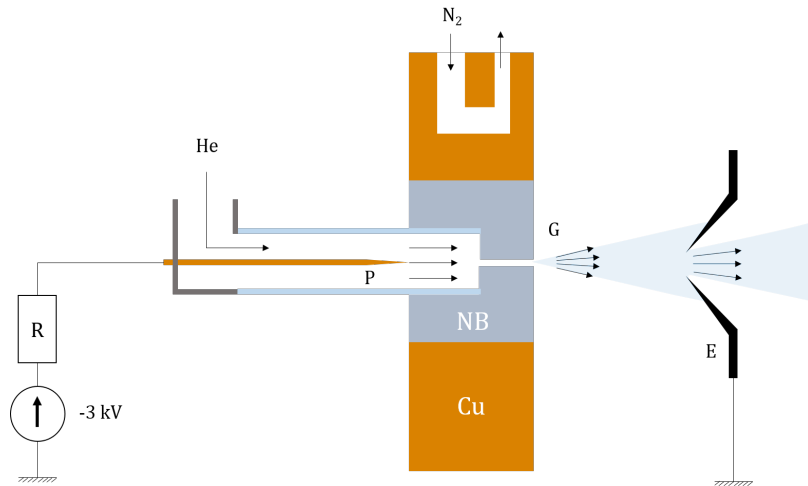


FIGURE 2.3. Schéma de la source à décharge. Une différence de tension est appliquée entre la pointe (P) et l'écorceur (E). L'hélium passe par un tube en verre puis par le gicleur (G). Entre les deux se trouve un capillaire de 1 cm de long sur $250 \mu\text{m}$ de diamètre réalisé dans du nitrure de bore (NB) qui est un bon conducteur thermique et un bon isolant électrique. Le NB est placé dans un bloc de cuivre qui est refroidi à l'azote liquide.

étape de pompage magnétique à quelques 10^9 (elle était de l'ordre de 10^7 [47] avant les modifications techniques opérées durant ma thèse et détaillées dans le chapitre 3).

2.1.5 Refroidissement Doppler et évaporation radio-fréquence

Après établissement du piège magnétique, une étape de refroidissement Doppler est effectuée sur le nuage. Le faisceau Doppler est le même que le faisceau "pompe" (il s'agit donc d'un unique faisceau rétro-réfléchi selon l'axe (Oy)) mais avec une puissance de quelques micro-watts ; les atomes sont éclairés proche de résonance pendant une seconde (auparavant 6s [47]). Les mesures par fluorescence effectuées via le système d'imagerie mis en place par Maxime Perrier nous a permis d'estimer un nombre d'atomes de $1 - 3.10^9$ pour une température de l'ordre de $100 \mu\text{K}$.

Le refroidissement du nuage se poursuit ensuite par une évaporation radio-fréquence du piège magnétique (application d'un couteau RF via une antenne radio-fréquence placée dans la chambre à vide) qui nous permet d'obtenir en 3.5 s un nuage de 10^8 atomes à une température de $10 \mu\text{K}$ (auparavant 5.10^5 atomes en appliquant un couteau RF pendant 6 secondes).

Il est possible de prolonger l'évaporation radio-fréquence jusqu'à condensation de Bose-Einstein mais pour des raisons de stabilité le nuage est alors chargé dans un piège dipolaire, plus stable afin de terminer le refroidissement évaporatif. De surcroît l'utilisation d'un piège dipolaire nous offre un contrôle bien plus aisé sur la géométrie du condensat permettant un gain d'adaptabilité de notre expérience.

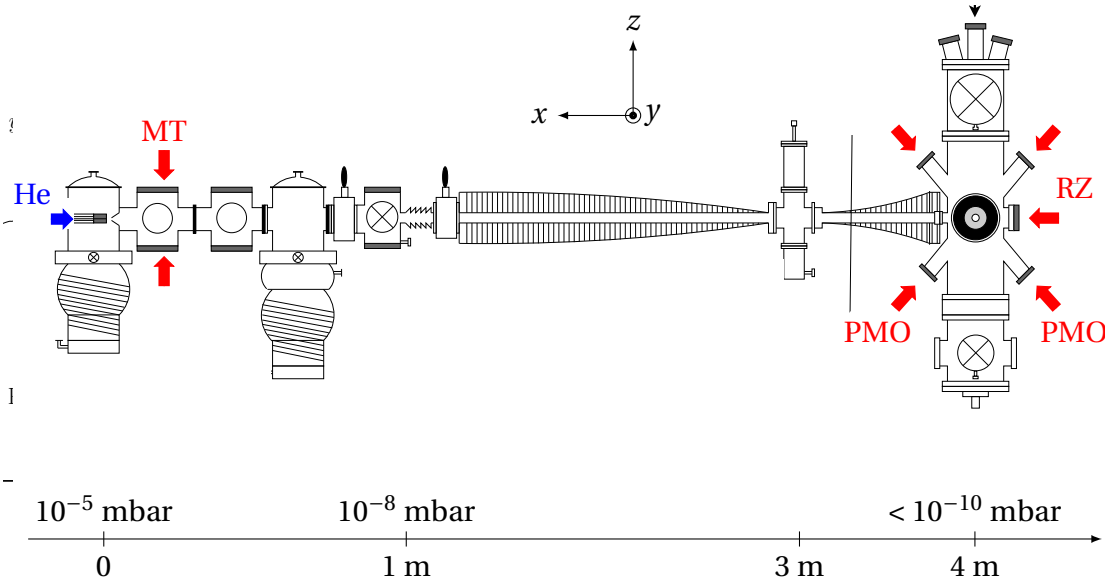


FIGURE 2.4. Enceinte expérimentale (image adaptée de [47]). Les flèches rouges correspondent aux faisceaux lasers du piège magnéto-optique (PMO), du ralentisseur Zeeman (RZ), de la mélasse transverse (MT). Les faisceaux suivant l'axe (Oy) ne sont pas représentés et ceux n'ayant pas d'étiquette sont rétro-réfléchis.

2.1.6 Piège dipolaire

Le piège dipolaire est constitué d'un laser à 1 550 nm (décalé vers le rouge de la transition $2^3S_1 \rightarrow 2^3P$). Le montage définitif qui sera mis en place sur l'expérience n'est pas encore fixé au moment de la rédaction de cette thèse mais le faisceau est actuellement constitué d'un faisceau se propageant selon l'axe (Oz) correspondant à la verticale et de deux faisceaux croisés se propageant dans le plan (Oxy) : un schéma de ce montage étant fourni sur la figure 3.7 présentée dans le chapitre 3. Le faisceau vertical est décalé de 80 MHz par rapport aux deux faisceaux se situant dans le plan horizontal, ces deux derniers, à la même fréquence, ont des polarisations orthogonales afin d'éviter des phénomènes d'interférence. La puissance maximale effective sur les atomes est de l'ordre de quelques watts.

Durant l'évaporation dans le piège dipolaire un champ magnétique de biais est maintenu selon l'axe (Oy) afin de conserver les atomes dans l'état $m = 1$ (la durée de vie d'un nuage d'hélium métastable non polarisé étant beaucoup trop faible pour notre expérience). Ce processus d'évaporation n'est pas encore finalisé pour l'instant mais les futurs résultats seront à comparer à ceux obtenus lors des thèses précédentes (condensat de $5 \cdot 10^4$ atomes[47]).

2.2 Génération de paires d'atomes

À partir d'un condensat de Bose-Einstein il faut à présent être capable de produire des paires d'atomes corrélés en impulsion, dans au moins 4 modes différents.

Dans le cas de photons issus d'un faisceau laser, la créations de paires de particules corrélées ayant des

impulsions différentes nécessite la présence de non-linéarités qui est rendu possible dans l'expérience de Rarity et Tapster via les non-linéarités à l'intérieur du cristal de KDP. Dans cette partie nous verrons deux méthodes de créations de paires d'atomes corrélés en impulsions qui ont été implémentées sur le dispositif expérimental lors de thèses précédentes, la seconde méthode étant celle que l'on utilisera dans le cas de l'expérience visée dans cette thèse.

2.2.1 Collision de condensats

Pour un condensat de Bose-Einstein, les non-linéarités dues aux interactions interatomiques rendent possibles la création de paires corrélées en impulsion sans l'intervention d'un milieu intermédiaire. En particulier, lors de la collision de deux condensats on peut observer la formation d'une sphère de collision (figure 2.5). Ce halo sphérique peut s'interpréter comme la superposition de collisions élastiques impliquant un atome de chaque condensat.

On peut étudier ce phénomène en considérant, dans le référentiel du centre de masse des deux condensats, que ces derniers ont une impulsion \vec{p} et $-\vec{p}$. Un premier modèle revient à considérer les condensats comme des nuages de particules ponctuelles, de sorte que les collisions entre deux atomes des condensats distincts respectent la conservation de l'énergie et de l'impulsion (conditions d'accord de phase) : partant d'un atome d'impulsion \vec{p} et d'un atome d'impulsion $-\vec{p}$ on aboutit à un atome d'impulsion \vec{p}_1 et un atome d'impulsion \vec{p}_2 tels que

$$\vec{0} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2, \quad (2.2a)$$

$$\frac{p^2}{m} = \frac{p_1^2}{2m} + \frac{p_2^2}{2m}. \quad (2.2b)$$

m correspondant à la masse de He^* .

Cette image bien que simpliste et ne rendant pas compte entièrement de la dynamique de la collision (celle-ci est étudiée en détail dans des thèses précédentes [50]) permet de bien mettre en évidence la corrélation apparaissant entre chaque atome diamétralement opposées sur la sphère de collision (figure 2.5). Profitons de cette section pour signaler que si les deux condensats ont des spins différents, l'un ayant un spin $|\uparrow\rangle$ et l'autre un spin $|\downarrow\rangle$, les atomes diamétralement opposés de la sphère de collision sont aussi corrélés en spin puisque si un atome est mesuré avec un spin $|\uparrow\rangle$ l'autre sera mesuré avec un spin $|\downarrow\rangle$. Cette configuration est schématisée dans les sous-figures a et b de la figure 2.5 et est exploitée par le groupe de A. Truscott en Australie afin de montrer une violation des inégalités de Bell avec des atomes corrélés en spin[51].

Dans ces conditions, les éléments utilisés pour montrer une violation des inégalités de Bell n'agissent pas dans l'espace des impulsions comme l'interféromètre de la figure 1.3 mais dans l'espace des spins : l'équivalent du miroir permet le transfert de spin $|\uparrow\rangle$ vers $|\downarrow\rangle$ (et inversement) et les processus de détection servent à déterminer in fine le spin de la particule (via par exemple un interféromètre de Stern-Gerlach). Puisque l'impulsion est une variable continue tandis que le spin est une variable discrète, cette approche est plus simple à mettre en œuvre qu'une

violation des inégalités de Bell avec des atomes corrélés en impulsion. En effet, lors du processus de collision plusieurs modes d'impulsion sont peuplés (aucune direction de l'espace n'est à priori privilégiée dans le processus de collision) alors que nous ne voulons peupler que quatre modes d'impulsion : les modes notés $\{p, -q\}$ et $\{-p, q\}$ sur la figure 1.3, ce qui rendent non exploitables toutes les autres paires atomes générées lors de la collision. En revanche, seuls les deux états de spin $|\uparrow\rangle$ et $|\downarrow\rangle$ sont possibles et peuplés lors de la collision, ce qui offre la possibilité de "multiplexer" l'interféromètre : on peut considérer que plusieurs interféromètres en spin sont appliqués lors de la collision pour chaque paire d'atomes générés. Ce dernier point est redoutable pour réduire le nombre de réalisations expérimentales nécessaires pour avoir une statistique suffisante. De mon point de vue, la principale difficulté expérimentale issue de cette technique vient de la possibilité de rendre indépendant les interféromètres d'Alice et de Bob : en effet, si on considère par exemple que tous les atomes qui ont une direction vers le haut sont attribués à Alice et ceux ayant une direction vers le bas sont attribués à Bob (figure 2.5), il faudrait pouvoir appliquer des miroirs et des séparatrices qui puissent avoir une influence sur le spin des atomes de Bob sans influencer ceux d'Alice et inversement. Cette problématique pourrait se résoudre en ayant des atomes suffisamment séparés spatialement mais présente un véritable challenge expérimental.

Dans notre cas, nous souhaitons montrer une violation des inégalités de Bell en impulsion : ce schéma n'est pas adapté en raison du peuplement de plusieurs modes d'impulsions qui ne sont pas exploitables mais aussi en raison d'un manque de contrôle expérimental du nombre de particules peuplant chaque mode d'impulsion. Cette technique de génération de paires d'atomes été mise en place [50] sur notre dispositif expérimental puis remplacée [52] pour ces raisons. La nouvelle procédure utilisée détaillée ci-après permet de réduire le nombre de modes d'impulsions qui vont être peuplés lors du processus de création de paires et permet aussi de contrôler expérimentalement le nombre de particules moyen peuplant chaque mode, en jouant sur un paramètre expérimental qui sera détaillé dans le chapitre 5.

2.2.2 Mélange à 4 ondes dans un réseau optique

L'approche précédente a permis d'introduire la notion d'accord de phase. En modifiant la condition d'accord de phase il est possible de sélectionner les modes accessibles [53]. L'analogie avec l'optique quantique est alors poussée un peu plus : la source de particules est le condensat, analogue du laser, et les particules interagissent au sein d'un réseau optique, analogue du cristal non linéaire.

L'application d'un réseau optique unidimensionnel introduit un potentiel périodique selon l'axe du réseau. Les études menées en physique du solide nous indiquent que la bonne quantité à étudier vis-à-vis de la relation de dispersion n'est plus l'impulsion du condensat, mais sa quasi-impulsion q . La condition d'accord de phase s'écrirait

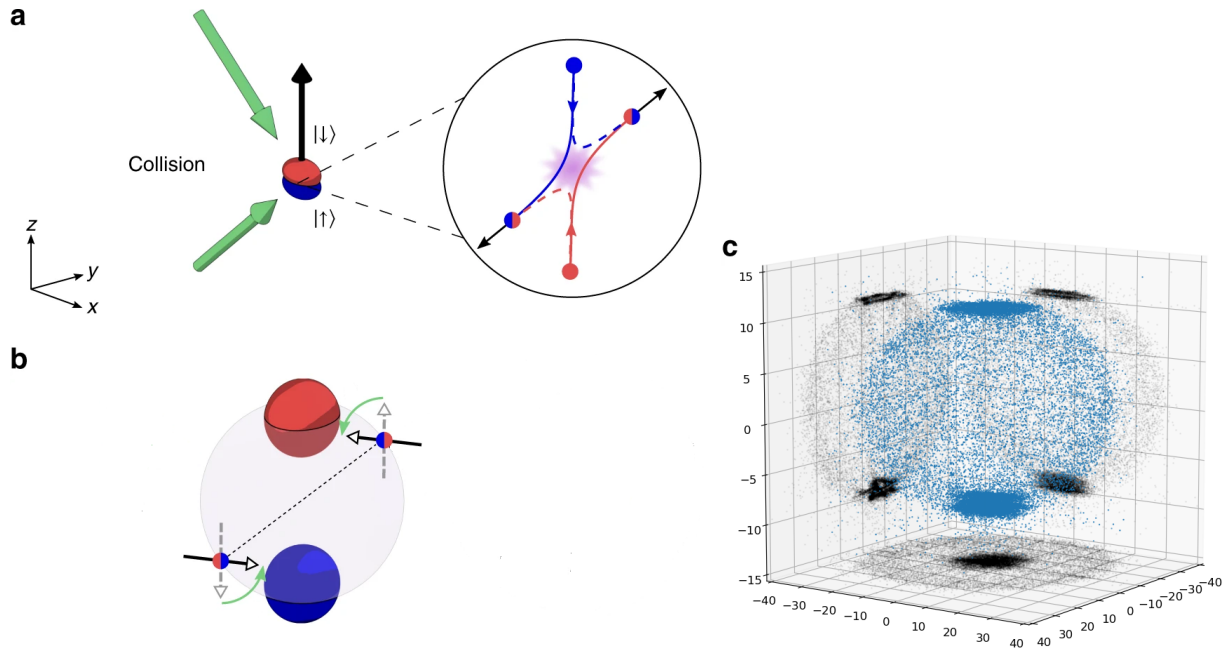


FIGURE 2.5. Les figures a et b sont tirées de [51] et correspondent au dispositif expérimental du groupe de A. Truscott. La collision des deux condensats, en bleu et en rouge, conduit à la production de paires de particules diamétralement opposées corrélés en spin et en impulsion comme schématisées sur la figure b. Ce processus est très simple à mettre en œuvre et à illustrer avec notre dispositif expérimental, la figure c correspond à ces conditions expérimentales et provient de calibrations faites durant ma thèse. Chaque point correspond à un atome détecté dans l'espace des impulsions.

alors pour un condensat d'impulsion \vec{p}_0 et de quasi-impulsion \vec{q}_0 :

$$2\vec{q}_0 \equiv \vec{q}_1 + \vec{q}_2 [2k_{res}], \quad (2.3a)$$

$$2E(q_0) = E(q_1) + E(q_2). \quad (2.3b)$$

où $E(q)$ correspond à la relation de dispersion introduite par le réseau et k_{res} est l'impulsion élémentaire de celui-ci (donnant la périodicité du réseau). Comme pour la collision de condensat, on parle de mélange à 4 ondes par analogie avec l'optique où le condensat joue le rôle d'une pompe dégénérée (dans le cas de la collision, les deux condensats sont les deux ondes entrantes) et les deux nuages atomiques générés via ce processus sont les ondes sortantes, avec des quasi-impulsions en accord avec la condition d'accord de phase. La condition d'accord de phase est représentée sur la figure 2.6, la conservation simultanée de la quasi-impulsion et de l'énergie étant simple à exprimer graphiquement. On parle d'instabilité dynamique puisque ce processus d'émission d'atomes est d'abord un processus de pertes d'atomes du condensat, généré de façon spontanée par une fluctuation présente dans le système, qu'elle soit d'origine quantique ou thermique. La résolution graphique montre également qu'un tel processus ne peut avoir lieu qu'à partir d'une valeur limite non nulle de la quasi-impulsion du condensat, en-dessous de cette valeur limite, il n'y a pas de création de paires de particules ; pour donner une quasi-impulsion non nulle au condensat, il suffit que le condensat soit en mouvement dans le référentiel du réseau. Le réseau optique

étant constitué par deux faisceaux contra-popageant selon l'axe (Oz) une telle mise en mouvement est obtenue en désaccordant légèrement les fréquences des deux faisceaux (d'une centaine de kHz). Les franges d'interférences défilant alors dans le référentiel du laboratoire où le condensat est au repos, celui-ci est ainsi mis en mouvement dans le référentiel du réseau.

À partir des équations 2.3, on ne trouve que deux modes de quasi-impulsion q_1 et q_2 qui satisfont à la condition d'accord de phase. Pour poursuivre il faut ajouter deux ingrédients au modèle. Le condensat ayant une longueur finie, le mode q_0 est associé à une certaine largeur δq_0 . De plus, l'application du réseau étant courte la conservation de l'énergie n'est pas stricte. Cette étude a été faite dans la thèse de Pierre Dussarrat[5] pour montrer que, dans les conditions expérimentales visées, la durée d'application du réseau permet de peupler plusieurs modes suffisamment séparés (figure 2.7). Différents résultats expérimentaux [54, 55] confirment cette émission multi-mode.

On dispose donc d'une source permettant d'émettre des paires d'atomes dans au moins quatre modes bien définis. La population de ces modes peut être contrôlée en modifiant la durée d'application du réseau. Nous reviendrons plus en détail sur la caractérisation du processus de création de paires dans le chapitre 5.

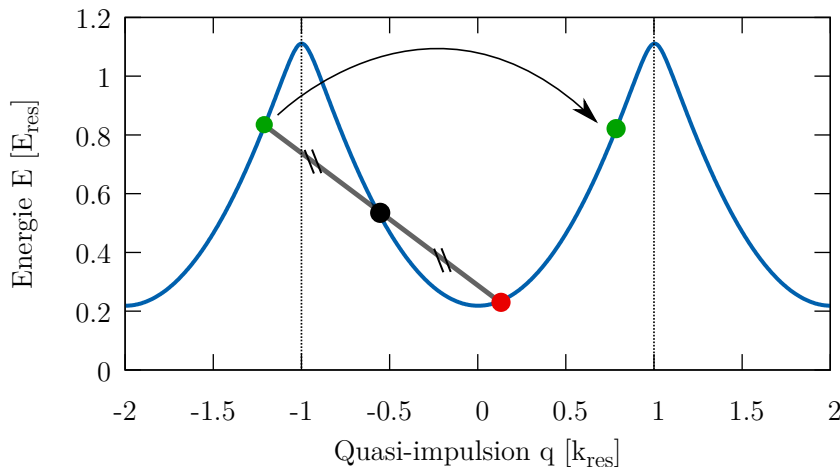


FIGURE 2.6. Illustration de la condition d'accord de phase (extrait de [5]) traduisant la conservation de l'énergie et de la quasi-impulsion. Deux atomes du condensat (point noir) interagissent dans le réseau pour créer une paire d'atomes (point vert et rouge). La quasi-impulsion étant définie modulo $2k_{res}$ les deux points verts sont équivalents. A partir de cette résolution graphique nous pouvons déduire, connaissant la quasi-impulsion du condensat dans le réseau, la quasi-impulsion des atomes corrélés respectant la condition d'accord de phase et créés au cours du processus de mélange à quatre ondes. La figure 2.7 montrera que d'autres atomes autour des points vert et rouge sont aussi créés lors de ce processus.

2.3 Miroirs et séparatrices à atomes

Pour poursuivre il faut pouvoir créer des équivalents d'éléments optiques pour des atomes. En optique, un miroir permet de transférer l'impulsion $|p_0\rangle$ d'un photon vers la classe d'impulsion $|p_1\rangle$ celle-ci étant déduite de $|p_0\rangle$ via des considérations géométriques :

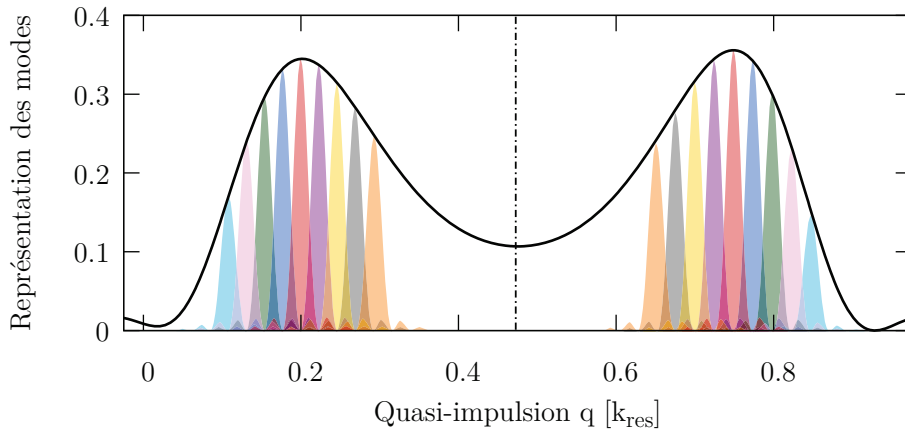
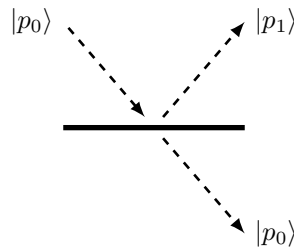


FIGURE 2.7. Figure extraite de [5] et issue d'une simulation numérique du processus de création de paires. En ordonnée figure la densité de population. La densité de population du condensat, située à $q_0 = -0.55k_{res}$ n'est pas représentée ici. La courbe noire correspond à la distribution d'atomes créés lors du processus, les différents modes émis sont représentés sous cette courbe, les modes de même couleur étant appariés. Le maximum de la courbe correspond aux modes respectant la condition d'accord de phase 2.3 symbolisés par les points vert et rouge sur la figure 2.6. Via cette simulation numérique nous pouvons donc voir que plusieurs modes distincts sont peuplés lors du processus.



De même la lame séparatrice permet le transfert cohérent d'un photon dans l'état d'impulsion $|p_0\rangle$ vers une superposition cohérente des états $|p_0\rangle$ et $|p_1\rangle$ de sorte que la mesure de l'impulsion du photon d'impulsion initiale $|p_0\rangle$ après la traversée d'une lame séparatrice 50/50 aurait 50 % de chance de fournir le résultat p_1 et 50% de chances de fournir le résultat p_0 . Enfin la lame de phase permet d'introduire une phase à la fonction d'onde associée au photon.

Autrement dit, étant donné un atome d'impulsion $|p_0\rangle$ une optique à atomes doit pouvoir le transférer dans l'état $\alpha|p_0\rangle + \beta|p_1\rangle$ où les paramètres α et β doivent pouvoir être contrôlés en phase et en module. Il est naturel de songer à l'utilisation de réseaux pour effectuer des transferts d'impulsions : le phénomène de modulation acousto-optique peut par exemple s'interpréter comme un transfert d'impulsion entre phonons du réseau acoustique et photons du faisceau laser que traverse le modulateur acousto-optique. Par ailleurs dans les conditions expérimentales usuelles seuls l'ordre 0 et l'ordre 1 de diffraction dans l'acousto-optique sont significativement peuplés. Pour la création d'optique à atomes le réseau utilisé est un réseau optique créé par deux faisceaux laser suffisamment proche de résonance de sorte à obtenir un processus à deux photons : absorption d'un photon du premier faisceau et réémission stimulée d'un photon dans le deuxième faisceau (figure 2.8). Les deux faisceaux lasers ayant

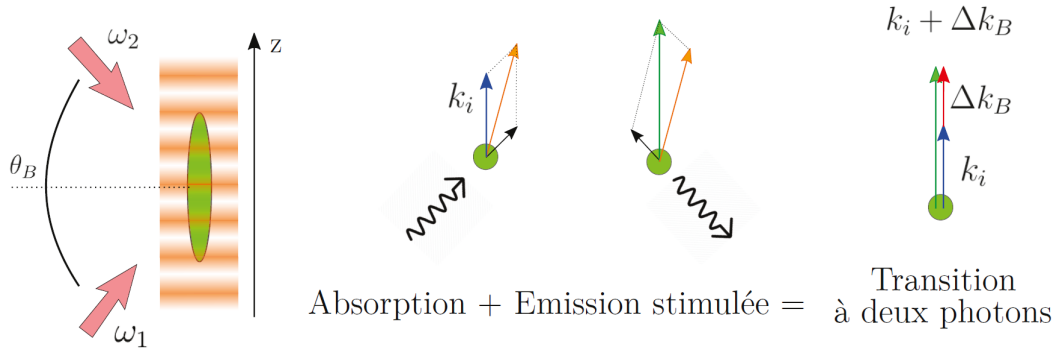


FIGURE 2.8. Figure extraite de [5]. Le réseau est créé par les deux faisceaux de pulsation ω_1 et ω_2 . Un atome dans le réseau absorbe un photon issu du laser ω_1 puis émet de façon stimulée un photon dans le laser ω_2 . Le gain en impulsion $\Delta p_B = \hbar \Delta k_B$ correspond à la différence d'impulsion des photons des deux lasers.

sensiblement la même fréquence (à quelques MHz près), on peut considérer que leur vecteur d'onde sont égaux : $k_1 = k_2 = k = \frac{2\pi}{\lambda}$, k_1 et k_2 étant les vecteurs d'ondes des faisceaux lasers 1 et 2 avec les mêmes notations que la figure 2.8 et $\lambda = 1083$ nm correspondant à la longueur d'onde permettant d'adresser l'état excité de He^* (figure 2.1). Le transfert d'impulsion au travers du réseau vaut alors :

$$\Delta p_B = \hbar \Delta k_B = 2\hbar k \sin\left(\frac{\theta_B}{2}\right) \quad (2.4)$$

L'équation 2.4 nous donne donc pour chaque impulsion d'atome considéré, la classe d'impulsion qui lui sera couplée via l'optique à atome que l'on vient de considérer. Lors de la mise en place de l'interféromètre 1.3, les couples $\{p, -q\}$ et $\{q, -p\}$ devront donc pouvoir se mettre sous la forme $\{|p\rangle, |p + \Delta p_B\rangle\}$ et $\{|p'\rangle, |p' + \Delta p_B\rangle\}$. En se reportant à la figure 2.7 nous allons montrer ci-après que cette condition sera vérifiée, pourvu que la valeur de Δp_B soit bien adaptée à notre source, ce qui est faisable en ajustant nos paramètres expérimentaux.

Pour mettre en évidence ce point nous allons confondre impulsion et quasi-impulsion (la validité de ce raisonnement sera détaillée dans le chapitre 5). En redéfinissant l'origine des quasi-impulsions sur celle du condensat, les deux modes respectant la condition d'accord de phase 2.3 ont pour quasi-impulsion le couple noté $\{-p_0, p_0\}$. La figure 2.7 et l'étude menée dans [5] montre que chaque couple de modes corrélés créé se met sous la forme $\{-p_0 - \Delta p_k, p_0 + \Delta p_k\}$ où Δp_k est une grandeur dépendant du couple de mode considéré. Prenons deux couples de modes corrélés 1 et 2 de sorte que $\Delta p_1 = -\Delta p_2$ et posons :

$$p = p_0 + \Delta p_1, \quad (2.5a)$$

$$q = p_0 + \Delta p_2 \quad (2.5b)$$

pour fixer les idées, on peut par exemple considérer que le couple $\{-p, p\}$ correspond à la paire de mode de couleur

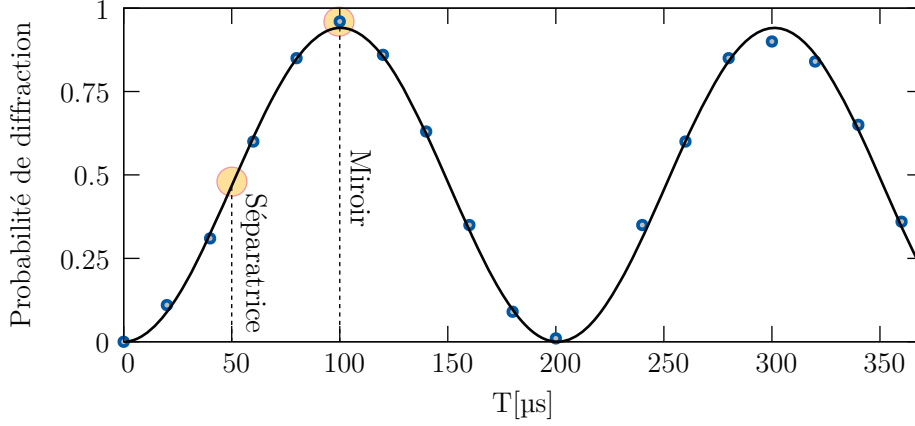


FIGURE 2.9. Figure extraite de [5] et illustrant le principe des impulsions de Bragg. Un atome initialement dans l'état d'impulsion $|p\rangle$ a une probabilité d'être diffracté dans l'état d'impulsion $|p + \Delta p_B\rangle$ qui varie en fonction du temps d'interaction avec les faisceaux lasers constituant l'impulsion Bragg. Dans cette figure, pour un temps d'interaction de $100\mu s$ on obtient un miroir et pour un temps de $50\mu s$ une séparatrice. Ce processus cohérent correspond en fait à une oscillation de Rabi comme on le montrera dans le chapitre 6.

jaune sur la figure 2.7 et le couple $\{-q, q\}$ à la paire de mode de couleur verte. Alors on a l'égalité

$$|p - (-q)| = |q - (-p)| = 2p_0 + \Delta p_1 + \Delta p_2 = 2p_0 \quad (2.6)$$

de sorte que les couples $\{p, -q\}$ et $\{q, -p\}$ peuvent se mettre sous la forme $\{|p\rangle, |p + \Delta p_B\rangle\}$ et $\{|p'\rangle, |p' + \Delta p_B\rangle\}$ sous la condition :

$$2p_0 = \Delta p_B \quad (2.7)$$

ce qui est possible en contrôlant la valeur de p_0 ; nous montrerons dans le chapitre 5 comment régler expérimentalement ce paramètre.

Le comportement de l'optique à atomes, appelée impulsion de Bragg, en tant que miroir ou séparatrice dépendra du temps d'interaction de l'atome avec le réseau, c'est à dire de la durée pendant laquelle les faisceaux lasers seront allumés. En effet, le processus correspond à une oscillation de Rabi (figure 2.9) entre les deux impulsions couplées (les calculs sont détaillés le chapitre 6 et dans plusieurs thèses précédentes, voir par exemple [47]) : pour obtenir un miroir les lasers seront allumés pendant un temps t_M et pour obtenir une lame séparatrice appliquée au même couple d'impulsion, le même faisceau laser sera appliqué pendant un temps t_S . De plus s'agissant d'une oscillation de Rabi, le transfert à deux photons est un processus cohérent, la phase accumulée lors du transfert dépendra donc de la différence de phase entre les deux faisceaux lasers. Contrôler cette différence de phase permet donc de créer une lame de phase qui sera confondue, par exemple, avec l'application de la séparatrice. Des calculs précis concernant cette dépendance ont été développés dans [47] et repris dans le chapitre 6.

La figure 2.10 met bien en évidence que ce processus est un processus résonant : le désaccord entre les deux

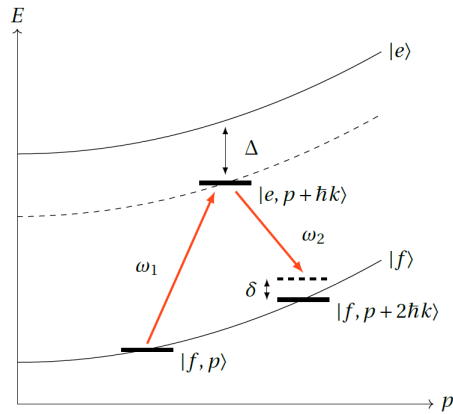


FIGURE 2.10. Représentation des états d'énergies couplés via l'application du réseau. Les notations $|e\rangle$ et $|f\rangle$ permettent de faire apparaître l'état excité, virtuellement peuplé. Δ correspond à l'écart entre le faisceau 1 et le niveau excité, il vaut en pratique 600 MHz ce qui nous assure que l'état excité n'est pas peuplé. δ est un paramètre ajustable permettant de mettre à résonance les niveaux d'énergie souhaités. Les courbes paraboliques décrites par la dépendance de l'énergie des états $|e\rangle$ et $|f\rangle$ en fonction de l'impulsion correspondent à la contribution du terme d'énergie cinétique.

faisceaux doit correspondre à l'écart énergétique entre les deux classes d'impulsion (correspondant à $\delta = 0$ sur la figure). En fonction du profil d'intensité des faisceaux lasers, cette résonance peut être plus ou moins large (étude faite dans [47]). En particulier, nous souhaitons que l'application du miroir soit à résonance large de sorte que toutes les classes d'impulsions soient influencées. En revanche, nous souhaitons que l'application de la séparatrice soit à résonance étroite : en effet si nous faisons confondre la lame de phase avec l'application de la séparatrice, comme indiqué précédemment, alors l'application de la séparatrice au couple $\{|p\rangle, |p + \Delta p_B\rangle\}$ ne doit pas influencer le couple $\{|p'\rangle, |p' + \Delta p_B\rangle\}$. Il est donc nécessaire d'appliquer deux réseaux (à des fréquences qui resteront toutefois assez proches) pour obtenir deux séparatrices distinctes.

L'implémentation pratique de ces optiques à atomes n'a pas encore été mise en place dans leur version définitive sur le dispositif expérimental mais ont déjà fait leur preuve dans des versions simplifiées [28]. Nous reviendrons plus en détail sur le principe des optiques à atomes dans le chapitre 6.

2.4 Détection d'atomes uniques

La dernière étape consiste à détecter des atomes uniques, c'est l'équivalent des photodétecteurs en optique. Or c'est à ce niveau que réside le principal intérêt de l'usage d'hélium métastable. Son association avec une galette de micro-canaux ("microchannel plate", MCP) permet d'avoir une détectivité à l'atome unique. En effet, un MCP est une surface métallisée percée de canaux micrométrique (quelques millions de canaux avec un diamètre de 10 à 30 microns). Lorsqu'un atome d'hélium métastable heurte la surface du MCP, sa haute énergie interne (près de 20 eV) est suffisante pour arracher un électron de la surface métallique. En appliquant une différence de potentiel suffisamment élevée entre les deux faces du MCP (de l'ordre du kV) un phénomène d'avalanche électronique se

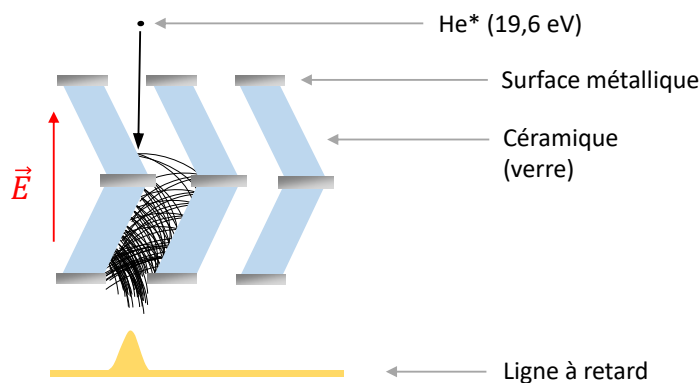


FIGURE 2.11. Schéma de principe du MCP. Deux galettes de micro canaux sont superposées de sorte à ce que les micro-canaux soient tiltés. La surface métallisée supérieure est portée à la masse tandis que la surface inférieure est portée à un potentiel de l'ordre de -2kV. La haute énergie interne (20 eV) d'un atome d'hélium métastable est suffisante pour arracher un électron de la surface métallique où a lieu l'impact. Du fait de la forte différence de potentiel entre les faces des MCP, lors d'un impact dans un micro-canal un processus d'avalanche a lieu et se propage jusqu'à la surface métallique inférieure où un signal électronique peut être mesuré. Ce signal se propage le long de lignes à retard, schématisées sur la figure 2.12, placées sous les MCP.

produit dans les micro-canaux à proximité de l'impact, permettant de détecter un courant macroscopique (de l'ordre du mA) à l'autre face du MCP. La mesure d'un courant électronique à un endroit précis de la face arrière du MCP nous renseigne sur la position de l'impact d'un atome d'hélium métastable sur la face avant du MCP : il s'agit de l'analogie d'une photodiode à avalanche pour des atomes. Les micro-canaux sont inclinés de quelques degrés pour augmenter la surface effective vue par les atomes d'hélium lors de leur chute (figure 2.11). En pratique deux MCP sont utilisés plutôt qu'un seul, ces deux MCP étant montés en chevrons (figure 2.11) afin d'avoir une amplification significative du gain électronique [56].

Un désavantage lié à l'utilisation de cette technologie vient de l'efficacité de détection. Celle-ci dépend directement du rapport entre la surface non percée de trou du MCP vis-à-vis de sa surface totale : en effet, un atome ne déclenchant pas d'avalanche dans un canal ne sera pas détecté. L'efficacité du MCP en place lors de mon arrivée en thèse était de l'ordre de 25 %. Le remplacement récent des MCP sur le dispositif expérimental a été effectué pour des galettes dont la surface non percée de micro-canaux a été réduite. L'efficacité de détection devrait être ainsi améliorée mais sa valeur reste à déterminer (nous l'espérons proche de 40 %).

Pour la mesure électronique, deux lignes à retard de longueur $L_{dl} = 20$ m sont enroulées sur une plaque métallique située sous les MCP : l'un selon la direction y et l'autre selon la direction x (figure 2.12). Lorsqu'un phénomène d'avalanche électronique se produit sur la face arrière du MCP, ce signal se propage à travers les lignes à retard en se scindant en quatre signaux nommés X_1 , X_2 , Y_1 et Y_2 : deux contra-propageants selon la direction x (X_1 et X_2) et deux contra-propageant selon la direction y (Y_1 et Y_2). Le signal se propageant le long de la ligne à une vitesse proche de c , sans enroulement des lignes à retard la résolution spatiale qui pourrait être obtenue serait insuffisante : les signaux étant discrétisés avec un pas temporel Δt d'une centaine de ps, la résolution spatiale Δx correspondante serait de l'ordre de $c\Delta t$ soit Δx de l'ordre du cm. Pour augmenter cette résolution

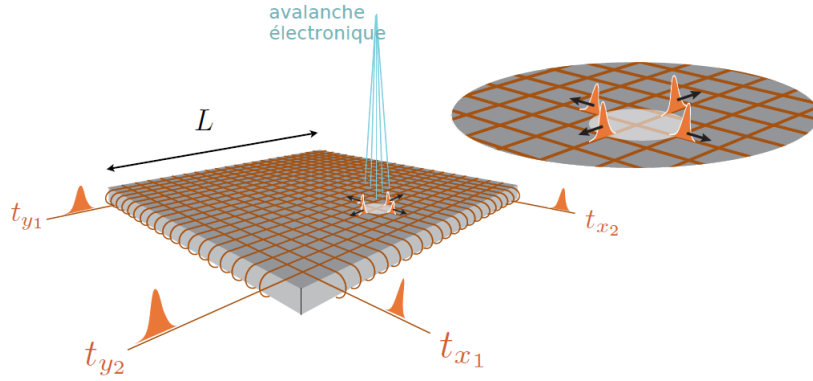


FIGURE 2.12. Principe de la ligne à retard. Après le phénomène d’avalanche électronique schématisé sur la figure 2.11, un signal électronique se propage sur deux lignes à retard enchevêtrées sur une plaque métallique située juste en dessous du MCP. Le signal se scinde en 4 signaux électroniques notés X_1 , X_2 , Y_1 et Y_2 se propageant selon la direction x et y . Les différents temps d’arrivée de ces signaux sont ensuite recueillis au bout des lignes à retard pour déduire le lieu de l’impact sur le MCP.

spatiales, les lignes à retard forment des boucles autour d’une plaque métallique : le temps de propagation le long d’une boucle est mesuré à 1 ns[57], de plus la plaque métallique ayant une longueur $L = 10$ cm et les fils faisant $N_{loop} = 100$ boucles autour de cette plaque, on en déduit la vitesse effective de propagation des signaux $v_{eff} = 10^6$ m/s ; la résolution spatiale en résultant est donc augmentée d’un facteur proche de 100. Les temps d’arrivée $t_{X1}, t_{X2}, t_{Y1}, t_{Y2}$ sont enregistrés et permettent de déduire la position x, y et l’instant t de l’impact via les relations :

$$x = \frac{v_{eff}}{2}(t_{X2} - t_{X1}), \quad (2.8a)$$

$$y = \frac{v_{eff}}{2}(t_{Y2} - t_{Y1}), \quad (2.8b)$$

$$t = \frac{1}{2} \left(t_{X1} + t_{X2} - \frac{L}{v_{eff}} \right) = \frac{1}{2} \left(t_{Y1} + t_{Y2} - \frac{L}{v_{eff}} \right). \quad (2.8c)$$

Nous pouvons de cette façon connaître la position et le moment de l’impact d’un atome d’hélium métastable sur le MCP. En plaçant le MCP à grande distance de notre dispositif expérimental nous pouvons en déduire les vitesses des atomes, cela revient à se placer, comme en optique, en champ lointain [58]. Dans notre cas, le MCP est situé 46 cm en dessous du dispositif expérimental. Après avoir coupé le piège dipolaire et après les phase de miroir et séparatrice, les atomes tombent en chute libre sur le MCP en $t_0 = 306$ ms. Le lien entre position et temps de l’impact et la vitesse de l’atome avant la chute libre est :

$$v_{x0} = \frac{x}{t}, \quad v_{y0} = \frac{y}{t}, \quad v_{z0} = \frac{g(t^2 - t_0^2)}{2t}. \quad (2.9)$$

Nous disposons donc d’un détecteur d’atome unique, dernier élément pour effectuer l’expérience d’interférométrie souhaité.

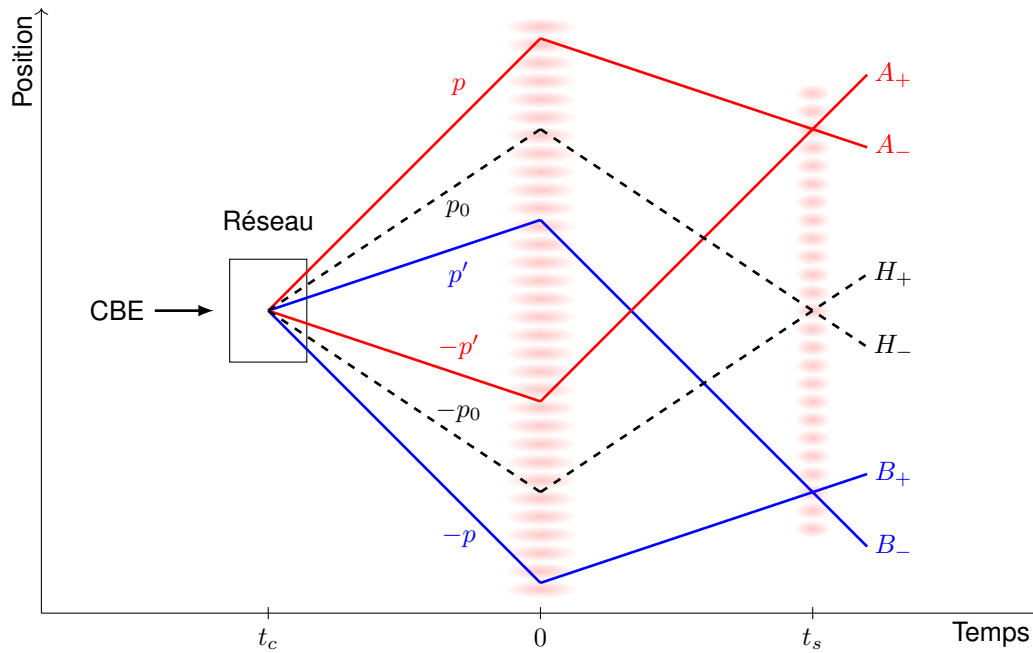


FIGURE 2.13. Schéma interférométrique de test des inégalités de Bell pour des atomes corrélés en impulsion. Dans un schéma position-temps chaque droite correspond à une impulsion, ici celle d'un atome.

2.5 Schéma expérimental

Au vu de tous les éléments présentés, nous pouvons présenter le schéma interférométrique complet (figure 2.13). Des paires corrélées en impulsion sont formées par mélange à quatre ondes en appliquant un réseau optique au condensat de Bose-Einstein d'atomes d'hélium métastable dans un piège dipolaire. Au temps t_M (respectivement t_S) nous appliquons des impulsions Bragg schématisées en dégradé de rouge pour former des miroirs (respectivement séparatrices). Les chemins rouges et bleus correspondent à un interféromètre de type Rarity-Tapster. Le chemin pointillé correspond à la paire respectant l'accord de phase 2.3 et correspond à un interféromètre de type HOM (interféromètre de la figure 1.2). La séquence expérimentale est représentée sur la figure 5.7.

Afin de mettre en œuvre cette expérience certaines grandeurs sont à prendre en compte.

- **Production du condensat** : le cycle expérimental était de l'ordre de 30 secondes avant mon arrivée en thèse. Nous avons pu le réduire à moins de 10 secondes via des procédures d'optimisation détaillées dans le chapitre 3.
- **Production de paires** : le nombre moyen de paires créées par cycle expérimental est un paramètre modifiable par l'expérimentateur. Nous voulons typiquement éviter les situations où deux paires sont créées lors d'un cycle expérimental. En pratique, ce nombre moyen est inférieur à 0.2. Ce choix sera justifié dans le chapitre 5.
- **Efficacité de détection** : comme indiqué dans la section 2.4, l'efficacité du détecteur est de l'ordre de 25%. Nous espérons avoir une meilleure efficacité à l'heure actuelle dû au changement des MCP (la surface non

percée de micro-canaux passant de 40 % à 10 % soit une surface active passant de 60% à 90%). Le changement de ce MCP et sa caractérisation seront traités dans le chapitre 4.

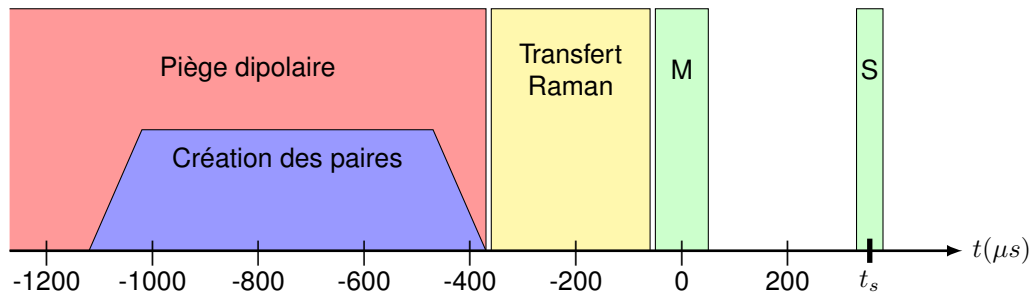


FIGURE 2.14. Séquence expérimentale de création des paires suivit de l'interféromètre. Après la coupure du piège un transfert Raman est effectué en 300 μs afin de transférer les atomes de l'état $m = 1$, sensible aux parasites magnétiques, à l'état $m = 0$ non sensible aux champs magnétiques. Puis un miroir de Bragg est appliqué juste après en 100 μs . La séparatrice est appliquée pendant 50 μs après un temps noté t_s qui est variable.

Ces données étant mises bout à bout il en résulte que le nombre de cycles expérimentaux nécessaires pour espérer une violation des inégalités de Bell est de l'ordre de plusieurs milliers (figure 5.11 du chapitre 5) correspondant à plusieurs jours de prise de données. Il faut donc pouvoir gagner en stabilité, en taux de répétabilité et en robustesse sur notre dispositif expérimental. C'est l'objet du chapitre suivant.

Chapitre 3

Modifications apportées au montage optique

La problématique du nombre de cycles expérimentaux élevés (de l'ordre de plusieurs milliers) à effectuer pour les expériences d'interférométrie avait déjà été évoquée dans la thèse de Josselin Ruauzel[59]. Deux solutions étaient alors préconisées : l'augmentation du taux de répétition de l'expérience et l'augmentation de l'efficacité de détection. Concernant le premier point, Josselin concluait que le temps de préparation du condensat à l'époque de 30 secondes était incompressible (le deuxième point fera l'objet du chapitre 4).

L'équipe de David Clément, un an plus tard est capable de créer des condensats de Bose-Einstein toutes les 6 secondes [60] avec un nouveau processus de refroidissement et un refroidissement évaporatif optique rapide. Dans sa thèse, Maxime Perrier [47] propose des pistes pour adapter notre schéma à celui de David Clément : piège magnéto-optique (PMO) comprimé, optimisation de la mélasse, utilisation d'une mélasse grise. Au moment de la rédaction de ce manuscrit, ces modifications sont en cours sur le dispositif expérimental (PMO comprimé et optimisation de la mélasse) mais ne seront pas évoquées dans ce manuscrit, cependant des progrès ont été fait quant à la réduction du cycle expérimental et vont être détaillés dans ce chapitre. L'optimisation du refroidissement évaporatif dans le piège optique est également en cours et nous espérons qu'il pourra nous aider à réduire encore la durée du cycle expérimental.

3.1 Mise en place d'une caméra

Lors de ma première année de thèse, une caméra a été mise en place. Ce système d'imagerie in-situ permet de compléter l'utilisation du MCP qui, bien qu'adaptée à l'expérience d'interférométrie souhaitée, se révèle inefficace lors des calibrations des étapes de refroidissement du nuage atomique. En effet, s'agissant d'une imagerie

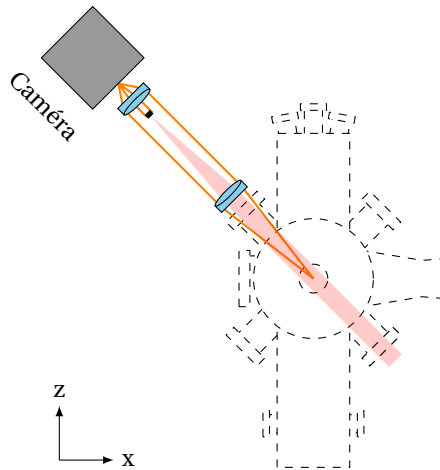


FIGURE 3.1. Illustration du montage optique pour la caméra. Le point noir correspond au miroir de rétro-réflexion du piège magnéto-optique (PMO), la lentille représentée sur le schéma et placée entre le nuage atomique, au centre de la chambre de science, et le miroir de rétro-réflexion est placée de telle sorte à ce que le faisceau collimaté du PMO se focalise sur le miroir de rétro-réflexion. Une seconde lentille est placée entre le miroir et la caméra de sorte à rendre le système afocal. Ce système permet d'effectuer de l'imagerie par fluorescence (en éclairant le nuage par les deux autres faisceaux rétro-réfléchis du PMO) ou par absorption (en utilisant le faisceau représenté sur la figure). Après les phases de PMO et de mélasse, le miroir de rétro-réflexion est basculé hors du trajet optique du faisceau via une monture motorisée.

par temps de vol, le MCP ne donne qu'une information partielle sur la configuration spatiale du nuage et les signaux observés peuvent être souvent difficiles à interpréter. De plus, conçu pour la détection d'atomes uniques, le MCP sature rapidement pour un flux de 10^5 particules/cm²/s. Cette saturation n'est pas limitante pour observer les étapes de création de paires mais elle intervient lors de toutes les étapes précédentes : de l'observation du PMO au condensat. Comparativement au MCP, l'utilisation d'une caméra est donc d'une efficacité redoutable pour des mesures de température et de nombre d'atomes lors de ces étapes. Elle permet également d'effectuer des alignements de faisceaux sur les atomes (par exemple pour l'alignement du piège dipolaire comme illustré sur la figure 3.2 ou l'alignement des impulsions de Bragg) et d'imager le nuage atomique afin d'avoir un bon recouvrement entre les différents transferts de piège (magnéto-optique, magnétique, dipolaire). Dans notre dispositif expérimental, la caméra est placée sur un des bras du PMO, dans le plan (Oxz) (figure 3.1). Sur ce bras est monté une lentille permettant de focaliser le faisceau collimaté du PMO sur un petit miroir pouvant basculer via une monture motorisée. Une seconde lentille est montée après le miroir de sorte que le système des deux lentilles soit afocal. Bien que nous ne l'utilisons actuellement que pour faire de l'imagerie par fluorescence, ce système nous permet également de faire de l'imagerie par absorption. La caméra utilisée est en InGaAs, possédant un rendement quantique de 80% à 1083 nm, de taille de pixels de $30 \mu m$, notre système ayant un grandissement estimé à 3.7. Avec ce système d'imagerie nous pouvons établir une estimation du nombre d'atomes au terme de chaque étape de refroidissement et une estimation de la température par temps de vol.

Initialement, pour éclairer le nuage atomique et obtenir une imagerie par fluorescence, nous utilisons le faisceau permettant d'effectuer le pompage magnétique et le refroidissement Doppler (faisceau "pompe", situé sur l'axe

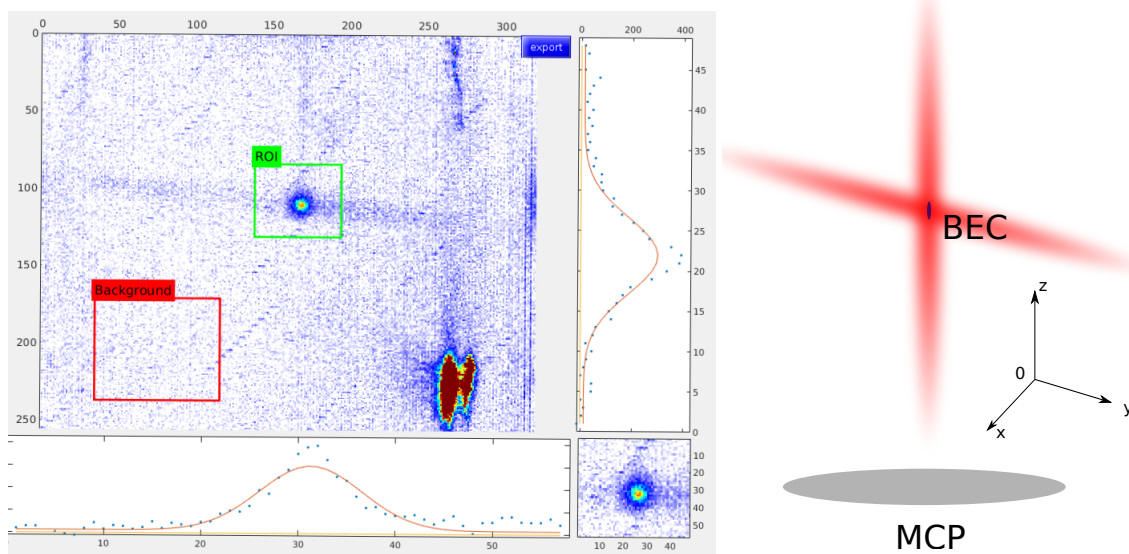


FIGURE 3.2. Exemple d'utilisation de la caméra pour l'alignement du piège dipolaire. La configuration spatiale du piège dipolaire dans sa version initiale est schématisée à droite de la figure (cette configuration sera modifiée au cours de ma thèse et le nouveau schéma sera précisé sur la figure 3.7). Grâce à l'utilisation de la caméra il est possible d'aligner avec précision le faisceau sur les atomes via de l'imagerie par fluorescence comme sur la figure de gauche. Auparavant cet alignement se faisait avec le MCP qui ne fournissait qu'une image des atomes après temps de vol et pouvait être difficile à interpréter. L'interface graphique développée par A. Dareau, en post-doc dans l'équipe, permet d'effectuer plusieurs tâches automatiques : fits, déduction du nombre d'atomes et température du nuage par temps de vol.

(Oy)). Il est vite apparu que cette technique était limitante suivant un des deux axe d'imagerie à cause du waist insuffisant du faisceau "pompe" (figure 3.3). Suite à ce constat, deux options nous étaient disponibles : la première était d'utiliser non plus le faisceau "pompe" mais les deux faisceaux rétro-réfléchis du PMO ne se trouvant pas sur l'axe de la caméra et la seconde option était de garder le faisceau "pompe" pour imager le nuage mais d'en augmenter sa taille. Dans ces deux cas, il apparaissait qu'une augmentation conséquente de la puissance optique disponible était nécessaire pour garder une condition de saturation du nuage suffisante pour effectuer de l'imagerie par fluorescence. Ce constat nous a conduit à effectuer un important travail en amont sur la distribution de la puissance optique dans notre processus de refroidissement, c'est l'objet de la section suivante où nous conclurons que ce travail nous a également permis d'améliorer grandement la stabilité et la rapidité du cycle expérimental. En définitive, nous avons opté pour la première option : les faisceaux utilisés actuellement pour l'imagerie sont deux faisceaux rétro-réfléchis du PMO. Dans le même temps nous avons également augmenté la taille du faisceau "pompe".

3.2 Optimisation des puissances optiques

Pour le processus de refroidissement du nuage atomique nous utilisons une diode laser en cavité délivrant une puissance optique de l'ordre de quelques dizaines de mW. La fréquence de du faisceau est asservie sur la transition

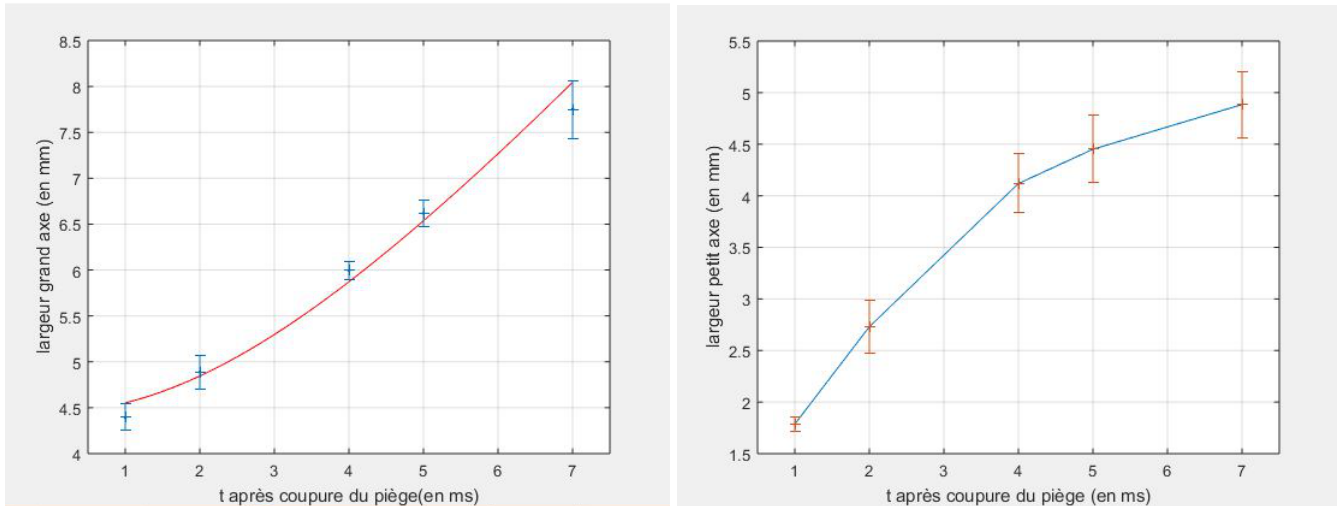


FIGURE 3.3. Mesure de la largeur du nuage issu du piège magnétique après temps de vol. L'exploitation de ses données permet de déduire les fréquences de confinement du piège et la température du nuage, un comportement parabolique étant attendu. Sur l'image de droite ce comportement n'est pas celui observé mettant en évidence une problématique de taille finie du faisceau utilisé : suite à cela nous avons décidé d'augmenter la taille de ce faisceau. L'image de gauche correspond à une mesure suivant l'axe (Oy) qui est l'axe de propagation du faisceau pompe et où cet effet de taille fini ne se fait pas sentir.

2^3P_2 de l'hélium métastable puis un double passage au travers d'un modulateur acousto-optique (MAO) permet de s'en désaccorder de 250 MHz. Le faisceau est ensuite couplé à un amplificateur fibré délivrant une puissance de sortie de 2W et divisé en plusieurs parties comme montré sur le figure 3.4.

Les différents MAO présent sur le banc servent à contrôler le désaccord δ avec la transition 2^3P_2 , certains faisceaux étant utilisés lors de différentes étapes de refroidissement (les faisceaux du PMO et le faisceau Pompe), il est important que les faisceaux traversent les MAO correspondant à ces étapes en double passage : ceci afin que le faisceau ne dévie pas lors de la modulation de la fréquence des modulateurs acousto-optiques au cours du cycle expérimental.

3.2.1 Etat des lieux

Le tableau 3.1 donne les valeurs des puissances optiques lors de la séparation des faisceaux et après les injections de fibre avant les modifications entreprises durant ma thèse. A partir de ce tableau de valeur, couplé à des mesures de puissances optique à chaque endroit du banc optique et des mesures de largeur de faisceau (via un imageur de faisceau) après chaque passage à travers des lentilles, nous avons pu identifier les principaux facteurs de perte de puissance :

- Perte en début de chaîne lors du passage à travers l'isolateur optique situé juste après l'amplificateur fibré. Cette perte est très importante, supérieure à 25 % de la puissance d'entrée. Elle peut être due à une mauvaise orientation de l'isolateur optique, à la polarisation du faisceau en sortie de l'amplificateur fibré ou à une taille de l'isolateur trop faible vis-à-vis du waist du faisceau.

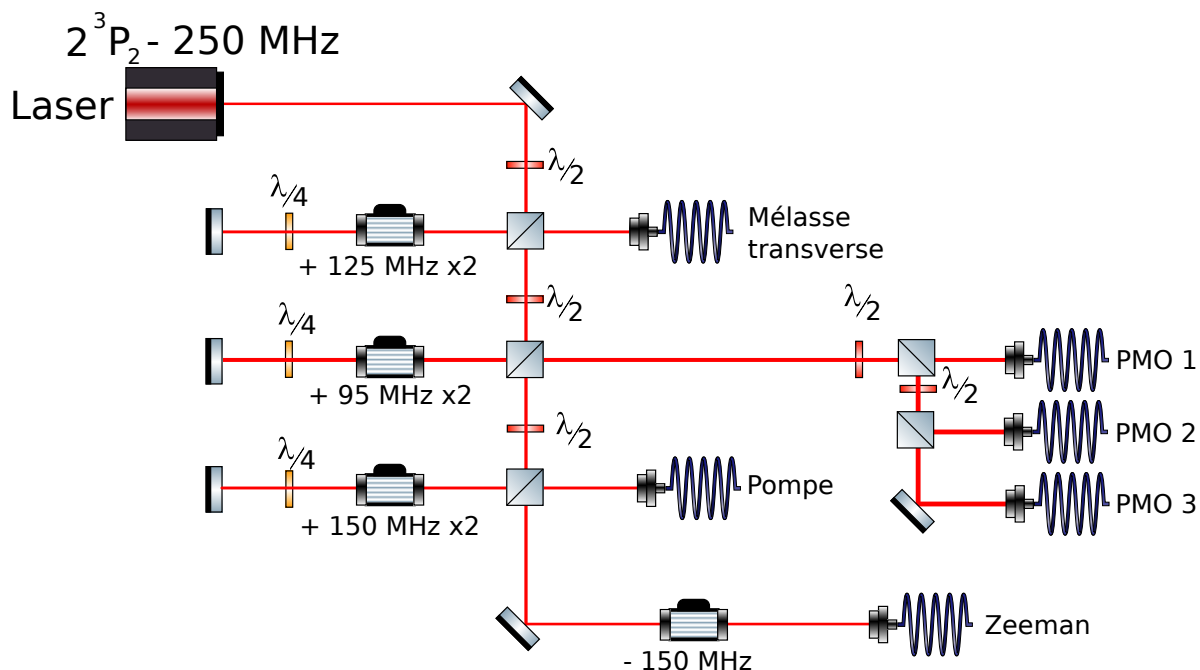


FIGURE 3.4. Schéma du banc de refroidissement. Les différentes lames $\lambda/2$ placées juste avant les cubes polarisant permettent de contrôler le ratio entre faisceau transmis et réfléchi à travers le cube. Les faisceaux PMO servent aux phases de piège magnéto-optique et de mélasse : la fréquence du modulateur acousto-optique (MAO) est donc modifiée en cours de cycle. De même le faisceau Pompe est utilisé lors de la phase de pompage magnétique et de refroidissement Doppler.

Etape	Entrée	Sortie
Mélasse Transverse	700 mW	100 mW (14%)
Zeeman	120 mW	68 mW (56%)
PMO	200 mW	15*3 = 45 mW (22 %)
Pompe	130 mW	2.3 mW (2%)

TABLE 3.1. Valeurs des puissances optiques mesurées en entrée après la division des faisceaux et en sortie après l'injection dans les fibres. Les valeurs de sortie pour les faisceaux respectifs PMO et Pompe sont données pour les fréquences de modulateurs acousto-optiques (MAO) utilisées lors des phases respectives de piège magnéto-optique et de pompage magnétique - puisque ces mêmes faisceaux sont utilisés pour les phases respectives de mélasse et de refroidissement Doppler les puissances optiques de sortie lors de ces phases sont différentes.

- Non respect des spécifications fournies par le fabricant des modulateurs acousto-optiques : en particulier, la largeur des faisceaux en entrée des modulateurs était inadaptée, les radio-fréquences utilisés dans les MAO étaient hors de leur bande passante entraînant une chute de leur efficacité (typiquement pour la phase de pompe, le modulateur acousto-optique utilisé avait pour fréquence centrale 110 MHz et une bande passante de 25 MHz, une fréquence de 150 MHz était donc hors de la bande passante du modulateur), la puissance des signaux radio-fréquences était pour certains non suffisamment amplifiés (amplificateur radio-fréquence inadaptés ou défectueux pour certains).
- Lentilles de collimation en entrée de fibre non adaptées vis à vis de l'ouverture numérique des fibres utilisés et de la largeur des faisceaux à injecter dans la fibre.
- Le long chemin optique, de plus de 2 mètres, parcouru par le faisceau dédié au PMO (et à la phase de mélasse) rendait l'injection des fibres très peu robuste. En particulier, les excursions en fréquence du MAO entre les phases de PMO et de mélasse pouvaient entraîner un déplacement conséquent du faisceau si le double passage du faisceau dans le modulateur n'était pas soigneusement effectué.

3.2.2 Changements opérés

Au regard du tableau 3.1, l'optimisation de la mélasse transverse était prioritaire en vue d'obtenir un gain conséquent en puissance optique : une efficacité sortie/entrée de 50% entraînerait un gain de 200 mW à redistribuer, gain non négligeable au regard des puissances optiques impliquées dans les autres étapes de refroidissement.

Dans un premier temps nous avons donc modifié les fréquences d'utilisation des modulateurs acousto-optiques afin de les utiliser dans des régimes respectant les valeurs nominales. Initialement, les fréquences utilisées étaient :

- Pour la phase de ralentissement Zeeman, le MAO est en simple passage (le faisceau ne traverse qu'une fois le modulateur), ce dernier fonctionnant à 150 MHz qui correspond à sa fréquence centrale.
- Pour la phase de mélasse transverse, le MAO est en double passage et a une fréquence de fonctionnement de 125 MHz. Comme pour les deux autres modulateurs suivants, il s'agit d'un modulateur de fréquence centrale 110 MHz (pour laquelle l'efficacité de diffraction dans le premier ordre a été mesurée supérieure à 85 % par le constructeur) et de bande passante ± 25 MHz (à 95 et 135 MHz l'efficacité de diffraction dans le premier ordre a été mesurée supérieure à 70% par le constructeur).
- Pour la phase de PMO, le MAO est en double passage et a une fréquence de fonctionnement de 95 MHz puis de 125 MHz pour la phase de mélasse.
- Pour la phase de pompage magnétique (pompe), le MAO est en double passage et a une fréquence de fonctionnement de 140 MHz puis de 150 MHz pour la phase de refroidissement Doppler.

Avec ces données, afin d'augmenter l'efficacité de diffraction du modulateur de la mélasse transverse, nous avons décidé dans un premier temps de le faire fonctionner à une fréquence de 115 MHz, plus proche de sa fréquence

Etape	Entrée	Sortie
Mélasse Transverse	350 mW	205 mW (58%)
Zeeman	130 mW	70 mW (53%)
PMO	350 mW	35*3 = 105 mW (30 %)
Pompe	130 mW	30 mW (23%)

TABLE 3.2. Valeurs des puissances optiques mesurées en entrée après la division des faisceaux et en sortie après l'injection dans les fibres après modification.

centrale. Afin de rester à désaccord constant sur les atomes il faut donc, en accord avec la figure 3.4, que le faisceau en sortie de l'amplificateur fibré soit désaccordé vers le rouge de 230 MHz de la transition 2^3P_2 , ce qui a été fait.

Nous avons ensuite optimisé les efficacités de diffraction des modulateurs acousto-optiques et les efficacités d'injection de fibre. Pour cela nous avons été attentif aux choix des éléments optiques utilisés (focales des lentilles, aberrations introduites à la traversée). Le choix des focales des lentilles en amont des modulateurs acousto-optiques et en entrée des fibres optiques a été fait en s'appuyant sur les formules de l'optique gaussienne permettant de déduire la largeur d'un faisceau après passage par une lentille :

$$w'_0 = \frac{\lambda f}{\pi w_0} \quad \theta \simeq \frac{f}{w_0} \quad (3.1)$$

Connaissant le rayon w_0 du faisceau à $1/e^2$, mesuré via un imageur de faisceau, en amont de la lentille et le rayon du faisceau w'_0 recommandé par le constructeur à l'intérieur du MAO nous en déduisons la focale f de la lentille à placer devant le MAO via la première égalité. Pour le choix des lentilles de collimation en entrée de fibre, nous utilisons la seconde égalité : la connaissance de l'ouverture numérique θ de notre fibre, donnée par le constructeur, et le rayon initial w_0 du faisceau à $1/e^2$ nous permet de choisir la focale de la lentille de collimation.

3.2.3 Bilan

Les différentes modifications opérées sont schématisés sur la figure 3.5. Afin d'améliorer la robustesse du banc optique nous avons également décidé d'injecter le faisceau du PMO dans une fibre avant de le diviser en trois bras. Le tableau 3.2 résume les nouvelles efficacités obtenues. Pour le faisceau PMO, les efficacités sont inférieures aux efficacités des faisceaux mélasse transverses et Zeeman principalement à cause de l'injection d'une fibre supplémentaire et de l'utilisation du MAO proche des valeurs limite de sa bande passante, cependant les valeurs numériques obtenues restent supérieures à la situation précédente et nous satisfont, notamment pour utiliser deux des bras du PMO pour effectuer de l'imagerie par fluorescence. Les gains obtenus sur le faisceau pompe nous a également permis d'en augmenter sa taille (largeur du faisceau augmenté d'un facteur proche de 4) comme indiqué dans la section précédente.

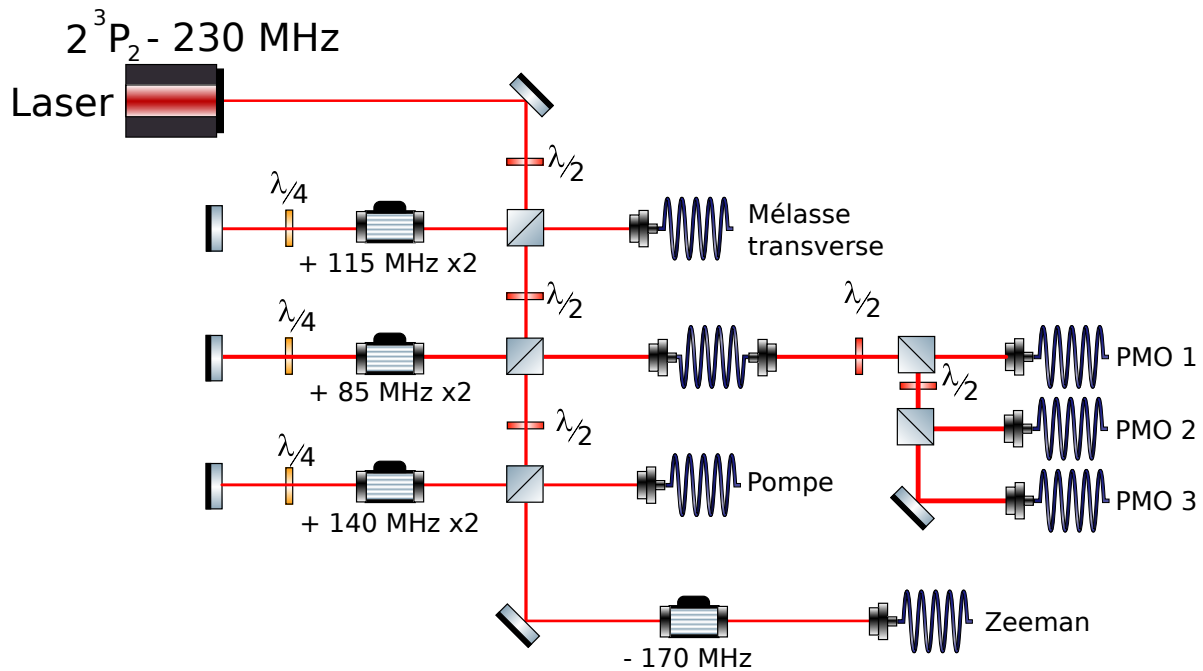


FIGURE 3.5. Schéma du banc de refroidissement après modification. Les fréquences des modulateurs acousto-optiques utilisés le long du trajet ont été modifiés pour optimiser l'efficacité de diffraction des modulateurs. Une fibre a été rajoutée sur le trajet des faisceaux du piège magnéto-optique afin de réduire le parcours en espace libre des faisceaux.

Ces changements ayant été opérés nous avons également constaté qu'il était en fait possible de réduire considérablement la durée des étapes de refroidissement, en particulier la durée du chargement du PMO et du refroidissement Doppler : ces deux étapes chacune de l'ordre de 6s ont été réduites à des temps de l'ordre de 1s. De plus, ces changements ont permis d'améliorer grandement la stabilité du montage optique : l'efficacité sortie/entrée restant stable sur des durées de l'ordre du mois alors qu'une réoptimisation quotidienne était à faire auparavant. Ainsi, nos cycles expérimentaux ont été réduits à moins d'une dizaine de secondes (un cycle expérimental pour produire un BEC dans le piège magnétique est actuellement de l'ordre de 9 secondes) contre 30 secondes avant ces changements.

Afin d'augmenter la stabilité et le taux de répétition de l'expérience, l'amélioration du refroidissement évaporatif optique est également à explorer, c'est l'objet de la section suivante.

3.3 Piège dipolaire

3.3.1 Intérêt

Lorsqu'il est placé dans un champ lumineux intense, un atome neutre acquiert un moment dipolaire induit qui va interagir avec ce champ[61]. Lorsque le champ lumineux est décalé vers le rouge de la transition atomique, les

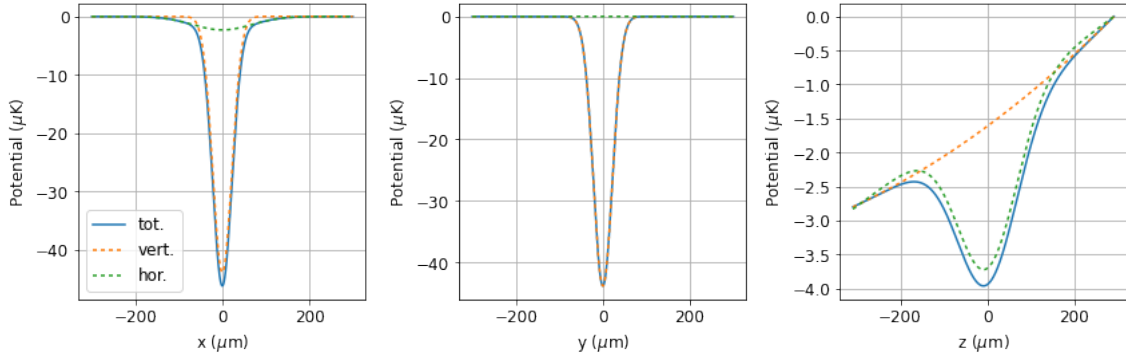


FIGURE 3.6. Forme du potentiel ressenti par les atomes avec un piège horizontal se propageant selon la direction (Oy) et un piège vertical se propageant selon la direction (Oz) (schéma 3.2) en utilisant la formule 3.2, le potentiel créé par la gravité ayant également été pris en compte. Le faisceau vertical a une puissance de 1W et un waist de 44 microns, le faisceau horizontal a une puissance de 0.5 W et un waist de 135 microns. Sur ces schémas nous pouvons déduire la profondeur en μK du piège selon chaque direction de l'espace et déduire à partir de fit parabolique les fréquences de confinement dans chaque direction de l'espace. Dans cette configuration nous voyons par exemple que l'axe le moins confinant est celui de la direction verticale, ces simulations nous permettent de déterminer comment piloter l'évaporation du nuage atomique.

atomes sont soumis à un potentiel attractif de la forme :

$$U_{\text{dip}}(\mathbf{r}) = \frac{-1}{2\epsilon_0 c} \alpha I(\mathbf{r}) \quad (3.2)$$

avec la polarisabilité α :

$$\alpha = \frac{3\pi\epsilon_0 c^3 \Gamma}{\omega_0^3} \frac{1}{\Delta} \quad (3.3)$$

où $\Delta^{-1} = (\omega_0 - \omega)^{-1} + (\omega_0 + \omega)^{-1}$ et $\Gamma = 2\pi \times 1.6$ MHz la largeur naturelle de la transition $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_2$. Enfin, pour un faisceau gaussien se propageant selon la direction z le profil d'intensité est de la forme :

$$I(\mathbf{r}) = I(r, \theta, z) = \frac{2P}{\pi w_0^2 (1 + \frac{z^2}{z_R^2})} \exp\left(\frac{-2r^2}{w_0^2 (1 + \frac{z^2}{z_R^2})}\right) \quad (3.4)$$

avec $z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$ la longueur de Rayleigh du faisceau, $\lambda = 1550$ nm la longueur d'onde du laser utilisé, w_0 le waist du faisceau et P sa puissance optique.

Le contrôle de l'intensité lumineuse permet ainsi de modifier la profondeur de ce piège attractif et de piloter l'évaporation du nuage atomique jusqu'à obtention d'un condensat de Bose-Einstein. La figure 3.6 représente par exemple la forme de potentiel obtenue avec un faisceau se propageant selon la direction (Oz) et un faisceau se propageant selon la direction (Oy) (schéma 3.2).

3.3.2 Une première configuration du piège dipolaire

Dans notre dispositif expérimental, l'utilisation d'un piège dipolaire a été motivée par la présence d'instabilités du piège magnétique (principalement dues à des fluctuations de courant dans les bobines créant le champ

magnétique) entraînant des fluctuations du nombre d'atomes dans le condensat voire rendant le processus de condensation incertain [62]. Un piège dipolaire a donc été monté et caractérisé en 2010[63]. Afin de mettre à profit les caractéristiques du MCP (détaillée dans le chapitre suivant) dont la résolution en position était alors estimée à $200 \mu\text{m}$ dans le plan horizontal et 3 nm dans la direction verticale, le piège dipolaire a été orienté dans la direction verticale. Après la mise en place de ce piège dipolaire vertical qui a effectivement permis un gain conséquent en stabilité sur la densité du nuage atomique et sa température, des fluctuations dans les temps d'arrivée du condensat sur le détecteur ont été mis en évidence et la stabilité du banc optique du piège vertical a été mise en cause[28]. Afin de palier à ce problème, un faisceau supplémentaire a été installé afin d'améliorer le confinement du nuage atomique selon la direction verticale (figure 3.2). Afin d'éviter des phénomènes d'interférence et de modulation d'intensité le bras vertical et horizontal ont des fréquences décalées de 80 MHz . Expérimentalement, le nuage était chargé dans le piège dipolaire croisé de profondeur initiale de $50 \mu\text{K}$ et l'évaporation se faisait en 4s , les puissances optiques dans le faisceau vertical étant alors de 600 mW et de 30 mW dans le faisceau horizontal. L'essentiel de la puissance optique disponible, de 1.5 W , était contenue dans le piège vertical, lequel pilotait l'évaporation. L'unique rôle du piège horizontal était d'augmenter le confinement vertical.

Cependant, les résultats obtenus par l'équipe de David Clément montrent qu'il est possible d'être plus rapide sur l'évaporation : partant d'une profondeur initiale de $244 \mu\text{K}$ l'évaporation dans le piège optique est de 500 ms jusqu'à obtention d'un condensat[64]. Afin de se rapprocher de ces conditions expérimentales, un changement de piège dipolaire a été entrepris en 2016 notamment dans le but d'augmenter considérablement la puissance optique disponible. La puissance optique disponible est actuellement de l'ordre de 9 W sur les atomes, pour un waist de $45 \mu\text{m}$ pour le piège vertical et de $135 \mu\text{m}$ pour le piège horizontal. Pour assurer le meilleur chargement possible du piège magnétique au piège dipolaire, une fois les faisceaux alignés sur le centre du piège magnétique (notamment grâce au système d'imagerie), il faut faire coïncider les fréquences de confinement de chaque piège : les fréquences du piège magnétique étant $(f_x, f_y, f_z) = (460, 34, 460) \text{ Hz}$ [65] un premier chargement dans le piège horizontal seul, dont les fréquences de confinement attendues à 5W valent $(f_x, f_y, f_z) = (506, 1, 506) \text{ Hz}$, avant le chargement dans le piège croisé, semblait être la meilleure option. Malheureusement, nous nous sommes rendus compte que le champ de biais (évoqué à la section 2.1.6) allumé pendant le chargement dans le piège dipolaire induisait également une oscillation du nuage à cause d'une mauvaise configuration des deux bobines de biais ; en effet, pour créer un champ magnétique uniforme ressenti par les atomes, les bobines ont été placées en configuration Helmholtz, cette configuration imposant que le rayon R des bobines soit égal à l'espacement d entre les bobines : $R = d$, toutefois, lors de leur mise en place, l'espacement d entre les bobines a été malencontreusement fixé de sorte à avoir $d = 2R$: le champ créé n'est donc plus un champ uniforme et entraîne des oscillations du nuage. La fréquence de ces oscillations est de l'ordre de quelques Hz selon l'axe (Oy) et empêche un chargement convenable dans le piège dipolaire horizontal seul pour lequel la fréquence de confinement dans cette direction est de 1 Hz . Dans ces conditions nous avons entrepris de continuer de piloter le chargement et l'évaporation par le piège vertical, avec

une puissance optique bien supérieure à celle auparavant disponible afin d'augmenter l'efficacité du chargement depuis le piège magnétique vers le piège optique.

3.3.3 Une seconde configuration du piège dipolaire

Cette décision, combinée au taux de répétition plus élevé de notre cycle expérimentale, fut fatale à notre détecteur. Comme on peut le voir sur la figure 3.8, le chargement à pleine puissance dans le piège vertical entraîna une destruction nette de la partie centrale du MCP, zone se trouvant sur le trajet optique du faisceau. Le MCP fut alors remplacé (les caractéristiques du nouveau MCP sont décrites dans le chapitre suivant) et des précautions plus strictes furent prises (restriction de la puissance optique du faisceau vertical à 2W), malheureusement le nouveau détecteur fut également dégradé. A l'heure actuelle nous déplaçons donc le nuage lors de sa phase de chute libre à une distance suffisante du trou par l'intermédiaire du transfert Raman : s'agissant d'un transfert à deux photons, il est possible de fournir une impulsion aux atomes lors de ce processus, nous avons donc modifié le trajet optique des faisceaux Raman afin de fournir une impulsion aux atomes qui leur permettent de s'éloigner du trou créé. Cette option n'est pas viable sur le long terme : la dégradation du détecteur continuant de s'étendre, il devient impératif de modifier les conditions de chargement du piège dipolaire.

Plusieurs options ont été envisagées, nous avons opté pour la plus simple à mettre en œuvre et qui est présenté sur la figure 3.7 : le faisceau vertical est toujours présent mais utilisé à des puissances inférieures au watt, deux autres faisceaux se propagent dans le plan horizontal et se croise au niveau des atomes. Dans cette configuration, avec un demi-angle entre les faisceaux horizontaux de 5° et une puissance dans chaque bras du piège horizontal de 2.5 W, nous nous attendons, via les simulations semblables à celles effectuée sur la figure 3.6, à obtenir des fréquences de confinement $(f_x, f_y, f_z) = (500, 40, 500)$ Hz dans le piège horizontal croisé. Ces valeurs devraient nous permettre un bon chargement dans ce piège, pour ensuite terminer l'évaporation dans des configurations finales proches de celles de la section précédente afin de garder la même géométrie finale pour le condensat. Pour l'heure, le montage a été finalisé, les conditions de transfert du piège magnétique au piège croisé restent à quantifier mais les résultats préliminaires obtenus semblent prometteurs.

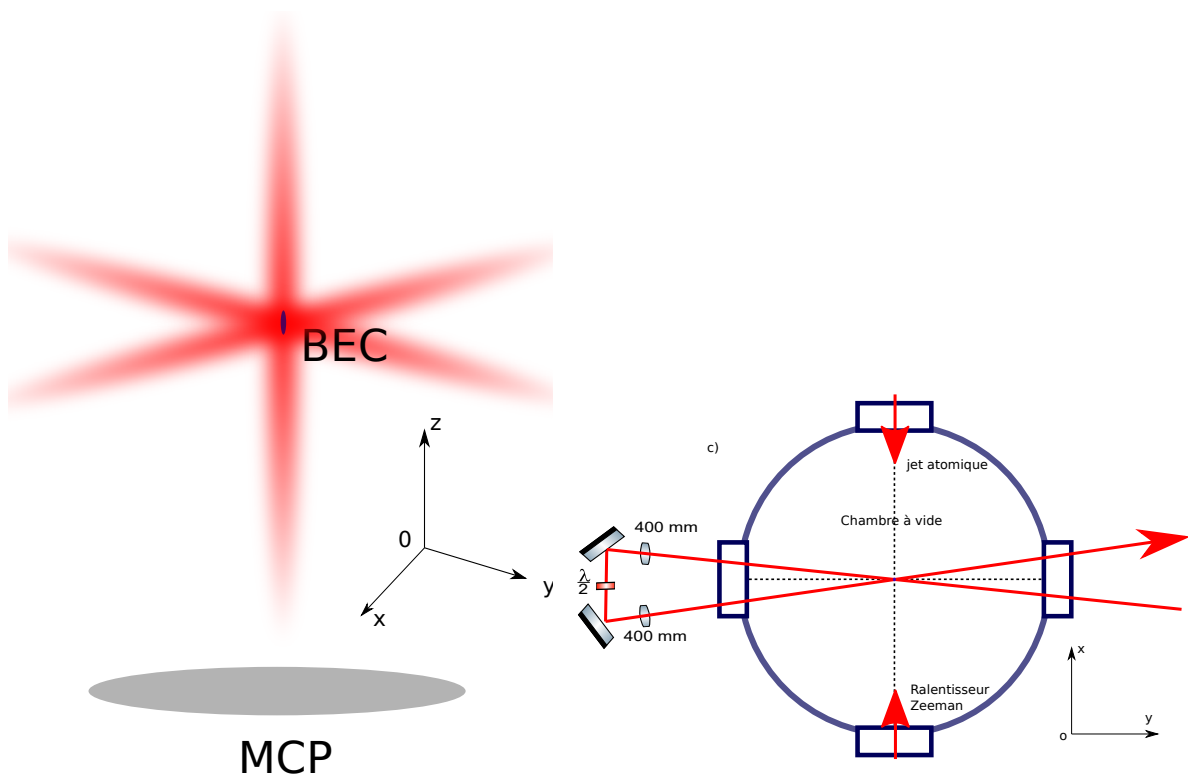


FIGURE 3.7. Seconde configuration du piège dipolaire mise en place durant ma thèse, après l'apparition du trou dans le MCP (figure 3.8). Le choix des lentilles a été fait de sorte à ce que les deux faisceaux se propageant dans le plan (Oxy) aient le même waist au niveau des atomes. Une lame $\lambda/2$ a été mise en place entre le trajet aller et retour afin d'éviter des phénomènes d'interférence. La figure de droite détaille la configuration spatiale des deux faisceaux croisés dans le plan (Oxy) à l'intérieur de la chambre à vide, au centre de laquelle se trouve le nuage atomique.

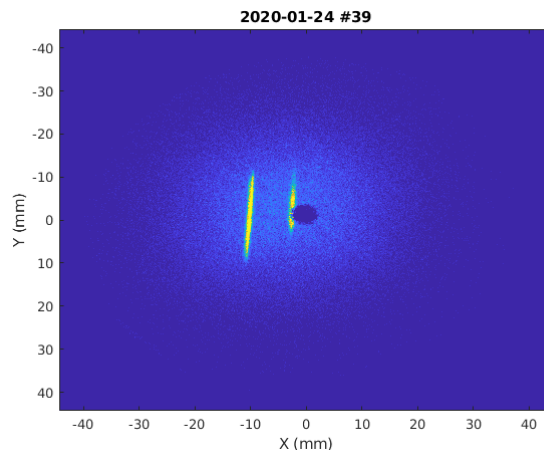


FIGURE 3.8. Visualisation du trou sur le MCP causé par l'éclairement du faisceau vertical du piège dipolaire sur la surface métallique de la galette de micro-canaux (MCP). Chaque pixel affiché correspond à une coordonnée (x,y) du MCP : on peut voir que le centre ne détecte aucun coup, le rayon de ce trou correspond au rayon attendu du faisceau au niveau du MCP. Cette zone du détecteur correspond à l'endroit où tombait initialement le condensat (en jaune et tronqué sur cette figure) : en modifiant la configuration spatiales des faisceaux effectuant le transfert Raman, nous avons fait en sorte que ce transfert déplace le nuage atomique suffisamment loin du trou créé, à gauche du trou sur cette figure (en jaune et non tronqué). Le trou a été observé sur l'ancienne galette qui a été ensuite remplacée et bien que des précautions plus strictes ont été prises, un nouveau trou est apparu sur la nouvelle galette : ce constat nous a amené à revoir la configuration du piège dipolaire et à opter pour la configuration schématisée sur la figure 3.7.

Chapitre 4

Modifications apportées au système de détection

L'amélioration du système de détection visait deux objectifs : l'augmentation de l'efficacité de détection, alors de l'ordre de 25 % et l'augmentation de la résolution de détection. Dans notre expérience, nous verrons dans le chapitre 5 que l'étude à mener est essentiellement unidimensionnelle dans la direction (Oz). Or la détermination des impulsions dans la direction verticale (Oz) revient essentiellement à dater avec précision le moment de l'impact d'un atome sur la galette de micro-canaux, en accord avec la relation 2.9 : dans ce chapitre nous évoquerons différentes modifications entreprises qui entraînent un gain de précision sur l'estimation de ce temps d'arrivée. La résolution, convertie en résolution dans l'espace des impulsions, était avant ces modifications estimée à 0.5 mm/s dans la direction verticale ; dans la mesure où les tailles typiques des modes d'impulsions étudiés sont de quelques mm/s, une meilleure résolution apporte un gain significatif sur la qualité de nos mesures.

Tout en rappelant les principales caractéristiques du processus de détection nous exposerons dans ce chapitre les changements qui y ont été apportés et nous verrons dans quelle mesure ces changements apportent des améliorations vis-à-vis de la résolution (qu'il s'agisse de résolution temporelle, résolution spatiale pour bien déterminer la position de l'impact sur la galette, ou de résolution dans l'espace des impulsions pour bien déterminer l'impulsion des atomes d'hélium détectés avant la phase de chute libre) ou de l'efficacité de détection. Toutefois, des mesures précises n'ayant pas encore été faites au moment de l'écriture de ce manuscrit nous ne quantifierons pas ces améliorations pour le moment. Ces mesures, dont le protocole est détaillé par exemple dans la thèse [28], sont bien maîtrisés dans l'équipe et seront effectués une fois la totalité de l'interféromètre en place.

4.1 Système de détection : du MCP à l'ordinateur

Lorsqu'un atome d'hélium métastable tombe sur la galette de micro-canaux, un électron est susceptible d'être arraché à la surface et de déclencher un processus d'avalanche le long des micro-canaux des deux galettes superposées en chevrons. Sur l'enchevêtrement de lignes à retard schématisés sur la figure 2.12 quelques 10^8 électrons se propagent en quatre paquets d'enveloppe caractéristique de largeur 10 ns et d'amplitude pic de quelques mV dont deux permettront de connaître la position x de l'impact, deux autres pour la position y et la combinaison de ces quatre signaux permettent de déduire le moment de l'impact conformément aux relations 2.8. Ces quatre impulsions notées X_1 , X_2 , Y_1 et Y_2 sont recueillies au bout des lignes à retard (figure 2.12) et converties en des signaux analogiques NIM (Nuclear Instrumentation Module) par une électronique de détection, dont le principe sera détaillé dans la section 4.3, afin de disposer de temps t_{X_1} , t_{X_2} , t_{Y_1} et t_{Y_2} bien définis qui seront ensuite numérisés par un TDC (Time Digital Converter) de pas de discrétisation de 120 ps avant d'être traité par le PC pour reconstruire la position et le moment de l'impact de l'atome d'hélium métastable sur la galette.

Le temps de parcours d'une impulsion d'une extrémité à l'autre du MCP étant de 80 ns, il est important de pouvoir attribuer le temps d'arrivée d'une impulsion au bout de la ligne à retard avec une précision meilleure que la dizaine de nanosecondes afin d'avoir une indication suffisamment précise de l'origine de cet impulsion sur la surface du MCP. Pour se faire, partant du constat que les impulsions électroniques ont toutes une forme similaire à chaque bout de ligne[66], il est possible d'utiliser un discriminateur à fraction constante (CFD pour constant fraction discriminator) pour attribuer à chaque impulsion un temps caractéristique dont la précision est limitée par la discrétisation du signal par le TDC (Time to Digital Converter), de 120 ps, lors de la transmission des données au PC. Chaque moment de réception d'une impulsion au bout d'une ligne à retard est discrétisé avec un pas de codage de $t_{TDC} = 120$ ps et avec une résolution mesurée à $0.52(2) t_{TDC}$ [67]. Ce TDC a été développé par R. Sellem et D. Heurteau au LUMAT (Orsay) et a été mis en place durant ma thèse, le TDC utilisé auparavant ayant un pas de codage de 275 ps. Ce changement a donc permis d'augmenter la résolution du détecteur, toutefois comme indiqué sur la figure 4.1 plusieurs étapes sont en jeu dans le processus de détection et chacune de ces étapes ont été améliorées durant ma thèse tandis que la détermination précise de la résolution finale n'a pas encore été effectuée : pour le moment nous ne donnerons donc pas de chiffres précis permettant de quantifier le gain apporté par ce changement de TDC.

L'ensemble des temps numérisés en mots de 64 bits est ensuite traité par le PC d'acquisition pour la reconstruction des positions et des moments d'impact sur la galette de micro-canaux. Ces données sont ensuite affichés via une interface graphique.

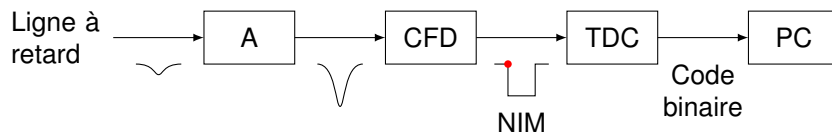


FIGURE 4.1. Schéma de la chaîne d'acquisition. L'impulsion électronique, reçue par une des quatre voies des lignes à retard, est amplifiée (A) pour obtenir un signal d'amplitude de plusieurs dizaines de mV, afin de pouvoir être traité par un CFD. Le pulse est converti en un signal NIM (Nuclear Instrumentation Module) via un processus qui dépend très peu de la forme de l'impulsion initiale et de son amplitude. Le temps d'arrivée du signal NIM est discrétisé puis traduit en format binaire (mot de 64 bits) par un TDC avant d'être stocké dans l'ordinateur.

Caractéristiques	Burle	Hamamatsu
Diamètre du canal (en μm)	25	12
Distance inter-canaux (en μm)	32	15
Inclinaison des canaux	8°	20°
Surface active	60 %	90 %

TABLE 4.1. Caractéristiques principales et d'intérêt des deux modèles de MCP utilisés sur l'expérience. L'ancienne galette utilisée est celle figurant sur la colonne de gauche et commercialisée par Burle, elle était en place sur le dispositif expérimental depuis une dizaine d'années. Le nouveau modèle commercialisé par Hamamatsu a été commandé en 2017 et monté sur l'expérience en 2019. Ce même modèle a déjà été monté sur l'expérience de David Clément qui mesure une efficacité de détection proche de 40 %, correspondant à la valeur que nous attendons suite à la mise en place de ce MCP. En plus d'avoir des micro-canaux plus fins, plus proches et plus inclinés, paramètres qui ont pour conséquence directe une augmentation de la résolution du détecteur, la géométrie de la galette Hamamatsu est différente de celle de Burle : elle est évasée de sorte à obtenir une surface active de micro-canaux bien plus importante, permettant une meilleure efficacité de détection.

4.2 Galette de micro-canaux

L'efficacité quantique de détection est un des désavantages lié à l'usage d'un MCP, sa valeur de 25 % mesurée dans [65] est essentiellement due à la surface active du MCP (figure 2.11) et à la probabilité de déclencher une avalanche électronique. Nous avons installé au cours de l'année 2019 une galette commercialisée par Hamamatsu dont les principales différences avec l'ancien MCP commercialisé par Burle sont affichées dans le tableau 4.1 et sont les suivantes :

- La surface active est largement supérieure au MCP auparavant en place (90% contre 60%) grâce à une géométrie d'entrée des micro-canaux différentes : l'entrée des micro-canaux a été évasée en forme d'entonnoir afin d'augmenter le rapport entre la surface active et la surface métallisée : l'efficacité de détection devrait s'en trouver augmentée. Dans le cadre de notre expérience, l'efficacité quantique du dispositif est estimée à partir du processus de création de paires, cette mesure qui donne une valeur minimale à l'efficacité de détection sera réalisée dès que le processus de création de paires sera finalisé (le protocole d'estimation est détaillé dans les références [28, 68]).
- Les diamètres des canaux sont plus faibles dans le cas du nouveau MCP. Ces canaux sont ceux permettant au signal électrique de se propager de la face avant de la galette jusqu'à sa face arrière : avec des diamètres

de canaux plus petits il est donc possible de connaître avec plus de précision la position de l'impact d'un atome sur le MCP : cette modification devrait donc à priori augmenter la résolution transverse du détecteur... En pratique cependant la résolution transverse n'est pas limitée par ce paramètre mais par l'électronique de détection comme on le mettra en évidence dans la section dédiée au CFD.

- L'augmentation de l'inclinaison des canaux influe sur la précision de la détermination du moment de l'impact d'un atome d'hélium sur la galette de micro-canaux : comme le schématise la figure 4.2) un angle d'inclinaison θ plus élevé améliore cette résolution temporelle appelée résolution longitudinale du détecteur (par opposition à la résolution transverse qui renseigne sur la position de l'impact sur le détecteur). En effet, la figure 4.2 met en évidence le fait que l'inclinaison des canaux entraîne que pour deux atomes tombant au même moment (flèches sur la figure), le moment de l'impact sur la galette peut varier du fait d'une variation de "profondeur" $h = \varnothing / \tan(\theta)$ de la face avant métallique du MCP, où \varnothing est le diamètre du canal. L'augmentation de θ diminue cette profondeur et augmente donc la précision sur le moment de l'impact de l'atome sur la galette ; on remarque de la même façon que la diminution du diamètre des canaux a également une influence positive sur l'augmentation de la résolution longitudinale. Il a été montré [59] que c'est ce paramètre qui limite la résolution de nos mesures dans la direction verticale, direction d'intérêt dans le cas de notre expérience. Auparavant de 0.5 mm/s, avec la nouvelle galette cette résolution devrait être améliorée d'un facteur 4. De même que pour la mesure de l'efficacité quantique, ce paramètre est mesuré via l'étude des corrélations dans le processus de création de paires, il sera donc déterminé précisément lors des mesures futures.

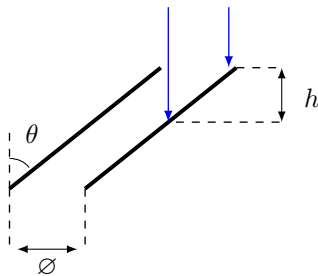


FIGURE 4.2. Représentation d'un micro-canal et de deux atomes tombant à des endroits différents du micro-canal (flèches bleues). La différence de hauteur parcourue entre les deux atomes (symbolisés par les flèches) donne une limite à la résolution verticale du détecteur[59]. Elle dépend du diamètre du canal \varnothing et de son inclinaison θ via la formule $h = \varnothing / \tan(\theta)$ qui se déduit de ce schéma. La représentation du micro-canal correspond à celle de l'ancienne galette commercialisée par Burle, la nouvelle galette commercialisée par Hamamatsu ayant plutôt une forme évasée sur la face supérieure.

4.3 Discriminateur à fraction constante

Les impulsions recueillies au bout des lignes à retard ont, après une première étape d'amplification, une amplitude pouvant varier de 35 mV à plus de 500 mV. Cet étalement est intrinsèquement dû à l'aspect probabiliste du

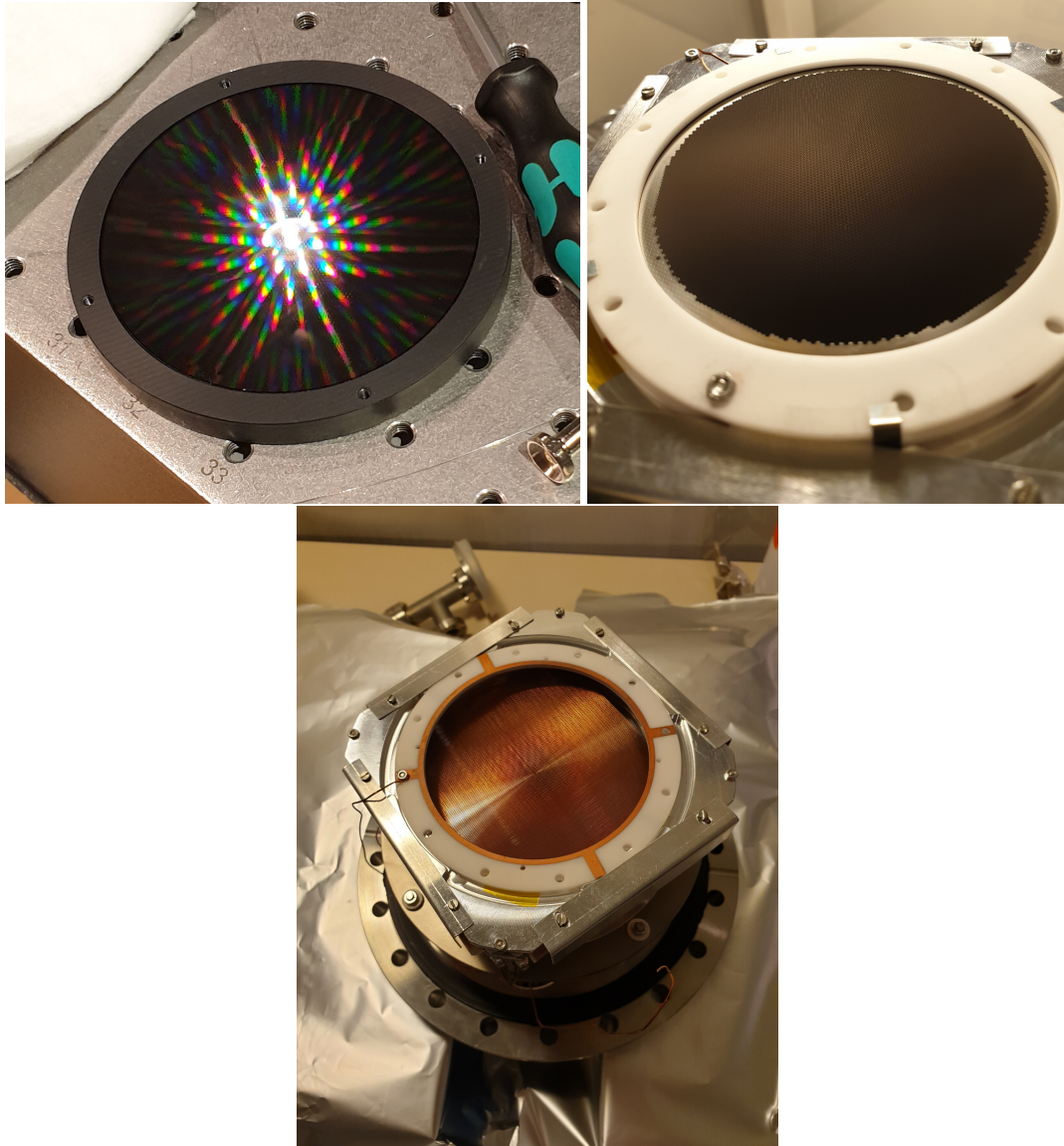


FIGURE 4.3. Images prises lors du remplacement du MCP. L'image en haut à gauche montre le MCP seul, tandis que celle de droite correspond au MCP monté sur son support au dessus des lignes à retard. La photographie du dessous montre les lignes à retard enchevêtrées se trouvant sous le MCP. Tout le support est contenu dans la chambre à vide et des connectiques situées au-dessous permettent de faire le lien entre la partie sous-vide et l'extérieur. Une électronique dédiée et se branchant sous le support permet d'alimenter en tension les MCP, la plaque métallique sur laquelle sont enchevêtrées les lignes à retard, ainsi que les lignes à retard à un potentiel proche de -2kV (la face avant du MCP étant à la masse). Cette électronique permet également de recueillir, avec des connectiques LEMO, les impulsions d'amplitude de quelques mV se propageant sur les lignes à retard afin d'être traitées par le discriminateur à fraction constante (CFD).

processus d'avalanche. Pour de tels signaux électriques avec différentes amplitudes, un détecteur à seuil convertirait ces impulsions en signaux numériques, pour repérer le temps de réception du signal, avec un jitter (en français, une gigue) ayant pour ordre de grandeur le temps de montée du signal. Dans notre cas, pour des raisons évoquées plus haut, cette gigue n'est pas acceptable pour résoudre convenablement les impulsions initiales des atomes : en effet, l'enveloppe caractéristique ayant une largeur de 10 ns, une gigue de cet ordre de grandeur n'est pas souhaitable puisqu'elle correspondrait à une incertitude trop élevée sur la détermination du lieu d'impact sur le MCP (le temps de parcours d'un signal électrique d'un bout à l'autre du MCP étant de 80 ns). L'utilisation d'un discriminateur à fraction permet d'attribuer un temps caractéristique de réception de chacun de ces signaux avec une gigue considérablement réduite.

4.3.1 Principe

Le discriminateur à fraction constante (Constant Fraction Discriminator, CFD) permet de délivrer un signal numérique (ici sous le format NIM) dont la pente montante ne dépend pas de l'amplitude du signal d'entrée, pourvu que les signaux d'entrée aient la même forme temporelle, à un facteur multiplicatif près. La gigue est alors réduite d'un facteur proche de 100 par rapport à un discriminateur à seuil[69].

Le CFD commercialisé par Roentdek ne fonctionnant qu'avec des signaux d'amplitude compris entre 2V et 100 mV (en deçà de ces valeurs, la résolution temporelle attendue est moins bonne, au delà de ces valeurs l'entrée du circuit électronique peut être endommagée), les signaux d'entrée, d'amplitude inférieure à quelques mV, sont donc amplifiés avant le traitement par le CFD, de sorte à respecter ce critère. Le principe de fonctionnement du CFD est schématisé sur la figure 4.4 et les impulsions sont traitées de la façon suivante :

Considérons qu'après amplification le signal recueilli au bout d'une ligne à retard noté A_{in} est de la forme

$$A_{in} = Af(t) \quad (4.1)$$

où A est un terme d'amplitude pouvant varier sur une gamme allant approximativement de 30 mV à 500 mV et $f(t)$ est une fonction de largeur temporelle de l'ordre de 10 ns et indépendante du signal recueilli sur la ligne à retard. Ce signal est divisé en deux signaux avec des gains différents que l'on peut noter $Af(t)$ et $kAf(t)$ quitte à redéfinir la valeur du coefficient multiplicatif A . Un des deux signaux est alors inversé pour se mettre sous la forme $-kAf(t)$ pendant que l'autre signal subit un décalage temporel τ et se met donc sous la forme $Af(t - \tau)$ de sorte que la somme de ces deux signaux notée A_b vaut

$$A_b = Af(t - \tau) - kAf(t). \quad (4.2)$$

Le temps t_0 pour lequel le signal s'annule

$$Af(t_0 - \tau) - kAf(t_0) = 0 \quad (4.3)$$

est indépendant de l'amplitude du signal. Les valeurs des différents paramètres τ et k seront donc à choisir afin que le passage à 0 se fasse avec une pente la plus raide possible. Un signal NIM est ensuite créé en sortie du TDC, de largeur typique de l'ordre de 20 ns, la pente descendante du signal NIM correspondant au temps t_0 de passage par 0 du signal A_b .

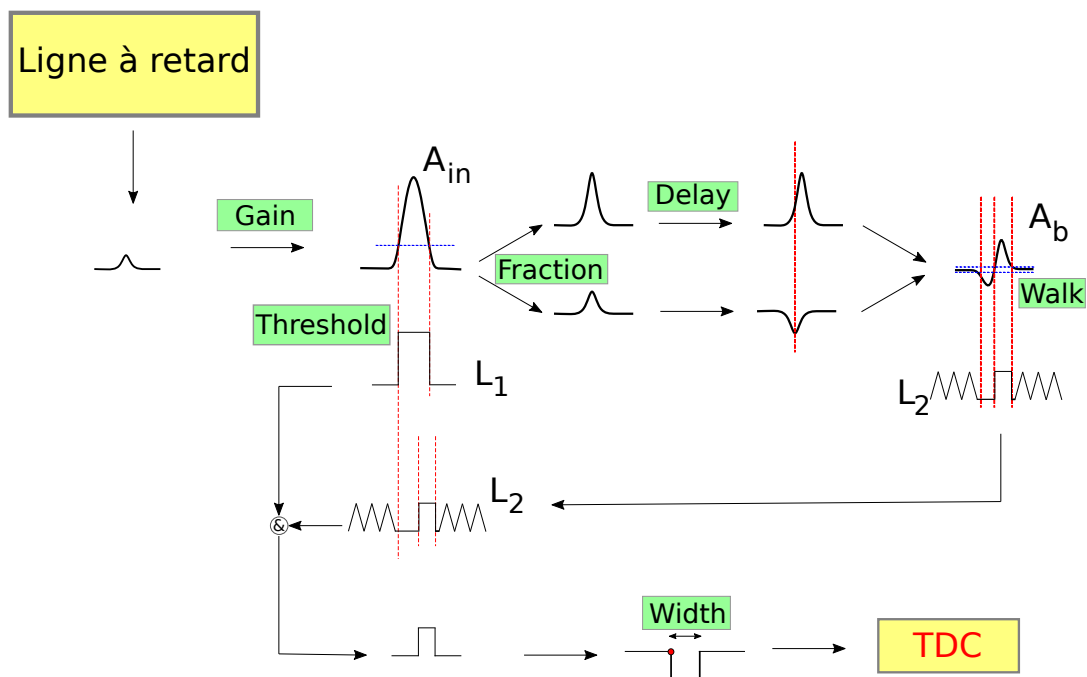


FIGURE 4.4. Principe de fonctionnement du CFD. Le signal amplifié à l'entrée du CFD crée un signal logique L_1 via un déclencheur à seuil. Ce signal est comparé avec un deuxième signal logique L_2 généré par le CFD afin de créer un signal NIM. La pente descendante de ce signal NIM est ensuite enregistré et numérisé par le TDC. Les paramètres réglables sont ceux apparaissant dans des encadrés verts sur ce schéma.

Six paramètres sont réglables sur le CFD (schéma 4.4). Les signaux A_{in}, A_b, L_2 et le signal NIM de sortie peuvent être mesurés à l'oscilloscope de sorte que chaque paramètre puisse être réglé aisément. Ces paramètres à régler sont :

- Le gain de l'amplificateur. Il est fixé de sorte à ce que la hauteur des impulsions mesurées après amplification soit bien conformes aux spécifications du CFD. En pratique, le signal électronique est mesuré (à l'aide d'un oscilloscope) à la sortie de l'amplificateur pendant des cycles expérimentaux (de sorte à ce que les impulsions mesurées correspondent bien à des signaux provenant de la chute d'atomes d'hélium métastable) et les amplitudes des impulsions électroniques sont mesurées et enregistrées sous forme d'histogramme (figure

4.5), le gain est modifié afin que l'histogramme se trouve dans la bonne gamme d'amplitude.

- Le seuil (threshold). Le signal comportant des bruits électroniques et les impulsions pouvant avoir des amplitudes assez basses, il est nécessaires de fixer un seuil à partir duquel le signal reçu après amplification peut être considéré comme correspondant à une impulsion. Son réglage est assez subtil du fait que le bruit électronique mesuré sur les lignes à retard est assez proche des impulsions ayant les amplitudes les plus basses, ce réglage sera détaillé dans la sous-section suivante. Un signal logique L_1 est généré à partir de la valeur de ce seuil : il vaut 1 lorsque le signal sur la ligne à retard à une amplitude plus grande que le seuil et 0 sinon.
- La fraction k . Elle correspond au rapport entre le signal qui sera inversé et le signal qui sera retardé. On peut l'observer à l'oscilloscope via le signal A_b en retardant significativement les deux signaux inversés et retardés. La fraction peut être réglé de sorte à ce que le ratio soit compris entre 0.15 et 1, la valeur par défaut établie par Roentdek étant proche de 0.35. Cette valeur nous convenait et a été laissée en l'état, la documentation fournie par Roentdek[69] fournit des exemples où il est nécessaire de changer la valeur de cette fraction, nous n'entrons pas dans ces régimes dans le cas de notre expérience.
- Le retard (delay) τ entre les deux signaux. Il peut être modifié en ajoutant des câbles de longueur variables dans le circuit à l'endroit où se fait la séparation des deux signaux (rajoutant des délais qui sont alors de l'ordre de quelques ns). Ce paramètre est réglé en observant le signal bipolaire A_b de sortie et en faisant en sorte que le passage par 0 se fasse avec la plus grande pente possible.
- Le niveau de marche (walk). Ce paramètre permet, couplé au signal logique L_1 , de déduire le moment t_0 où le signal A_b s'annule. Le niveau de marche est également un seuil qui va générer un signal logique L_2 . Ce signal L_2 vaut 1 lorsque le signal électronique observé sur la voie A_b est supérieur a cette valeur seuil et vaut 0 sinon (la logique est donc inversée par rapport au signal L_1). On règle ce niveau de seuil afin qu'il se trouve dans le bruit électronique : ainsi lors de l'absence d'un pulse électronique, le signal L_2 a autant de chance de valoir 0 ou 1. Lors de la réception d'une impulsion, la transition entre l'état 0 et l'état 1 du signal L_2 se fait uniquement lors du passage par 0 (se référer à la figure 4.4 pour s'en convaincre). Comme lorsque la ligne à retard ne détecte que du bruit électronique le signal L_1 est nul et ne vaut 1 que lorsqu'une impulsion est détectée, le signal L_2 est ensuite combiné au signal logique L_1 via une opération de comparaison logique pour repérer sans ambiguïté le passage par 0 du signal A_b et obtenir le signal de sortie du CFD. Ainsi pour régler le niveau de marche il suffit d'observer à l'oscilloscope le signal L_2 en l'absence de chute d'atomes et de modifier la valeur du niveau de marche jusqu'à s'assurer que le signal a bien autant de chance d'être dans l'état 0 que dans l'état 1 (via le mode persist de l'oscilloscope ou en calculant la valeur moyenne du signal).
- La largeur du pulse NIM de sortie peut également être réglée. Elle correspond à un temps mort dans la détection électronique, nous l'avons arbitrairement fixée à 20 ns.

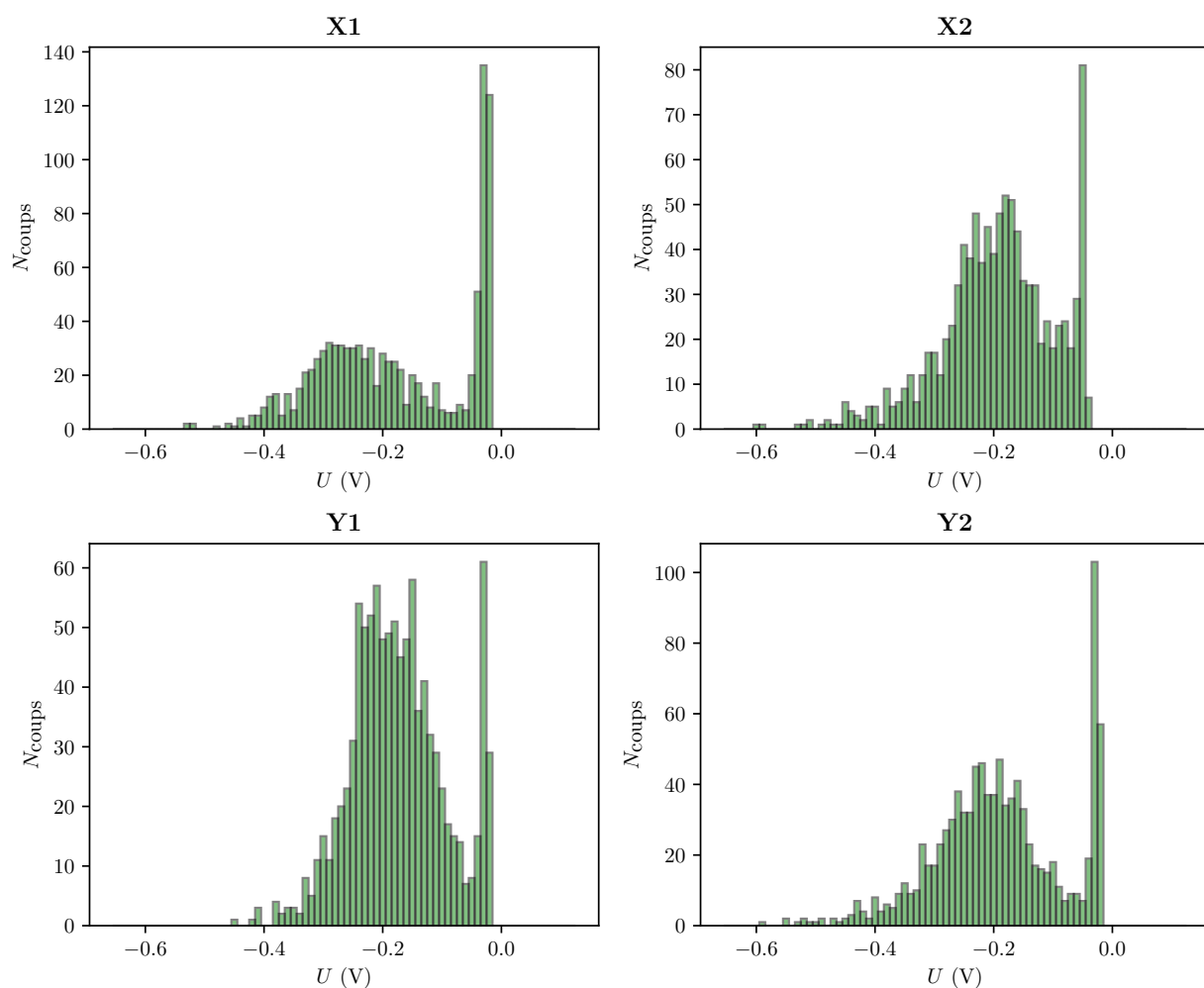


FIGURE 4.5. Distribution des hauteurs d'impulsions obtenue pour chacune des 4 voies X_1 , X_2 , Y_1 et Y_2 à partir d'acquisition à l'oscilloscope. Le déclenchement (trigger) de l'oscilloscope est placé à une valeur arbitrairement basse pour être certain de voir des coups issus du bruit (en pratique quelques mV). Le pic à basse amplitude de ces histogrammes est attribué à l'amplitude du bruit électronique, mesuré lorsqu'il n'y a pas d'atomes détectés, tandis que la distribution plus étalée et à plus haute amplitude est attribué à la distribution en amplitude des impulsions électroniques consécutives au processus d'avalanche suite à la chute d'un atome d'hélium métastable. Ces histogrammes permettent de déterminer pour chaque voie la valeur à attribuer au gain de l'amplificateur (en réglant ce gain de sorte à ce que l'amplitude des impulsions soit comprise dans la gamme de fonctionnement du CFD allant de 30 mV à 2V) et à obtenir un ordre de grandeur de la valeur de seuil : la frontière n'étant pas nette entre les mesures attribuées aux atomes et celles attribuées au bruit électronique comme on peut le voir par exemple sur l'histogramme de la voie X_2 , une procédure de réglage plus fine a été mise en place et illustrée sur la figure 4.6.

4.3.2 Réglage du seuil (threshold)

S'agissant d'un processus d'avalanche électronique, processus par essence statistique, l'amplitude des signaux électriques en sortie des lignes ont une certaine largeur d'amplitude. De plus des inhomogénéités le long des lignes à retards et au niveau des connectiques entraîne un comportement non symétrique des quatre lignes à retard X_1 , X_2 , Y_1 et Y_2 : la distribution de la hauteur des impulsions électroniques provoquées par le processus d'avalanche électronique n'a pas les mêmes propriétés selon la ligne considérée. Pour cette raison, et afin de régler le seuil à partir duquel un signal reçu au bout d'une ligne à retard peut être considéré comme une impulsion, nous traçons ces histogrammes comme sur la figure 4.5. Il est alors possible de distinguer une double structure et d'en déduire un ordre de grandeur de la valeur de seuil. Cette valeur ne doit pas être trop basse de sorte à ne pas déclencher le CFD sur du bruit électronique et elle ne doit pas non plus être trop haute au risque de ne pas déclencher le CFD alors qu'une impulsion correspondant à un atome a eu lieu. Cette méthode ne permet pas un réglage fin de la valeur du seuil. De plus en étudiant plus finement les signaux mesurés pour différentes valeurs de seuil nous avons remarqué que certains signaux observés que nous prenions pour des impulsions générés par un impact d'atome n'étaient en fait pas directement issus de la détection d'un atome mais plutôt à la réflexion d'une impulsion électronique au bout d'une ligne à retard : par exemple un signal se propageant sur la ligne à retard lié à la position x peut se propager dans la direction de la ligne X_1 , être détecté sur la ligne X_1 en étant partiellement transmise mais aussi être partiellement réfléchi et être détecté sur la ligne X_2 avec une amplitude plus basse. Ainsi, dans l'histogramme de la figure 4.5, plusieurs amplitudes que l'on pensait contribuer à l'étalement de la distribution était en fait dû à des rebonds sur les lignes à retard ; lorsque le seuil est fixé à une valeur trop basse il est donc possible de détecter une impulsion dû à un atome au bout d'une ligne à retard mais aussi une seconde impulsion, fictive, due à un rebond sur la ligne à retard qui est mesuré 160 ns plus tard à l'autre bout de la ligne à retard (figure 4.6), 80 ns correspondant au temps de parcours d'un signal électronique d'un bout à l'autre du MCP.

Ce constat nous a permis d'avoir un réglage suffisamment fin sur la valeur du seuil : le réglage du seuil se fait d'abord grossièrement avec la méthode de la figure 4.5 où sa valeur est plutôt inférieure à sa valeur optimale (un peu de bruit électronique est détecté et beaucoup de rebonds qui ont des amplitudes plus basses que les impulsions dûs aux impacts d'atomes directs) puis le réglage est opéré plus finement en étudiant la différence de temps entre deux détections d'impulsions consécutives et en traçant les histogrammes (figure 4.6). Lorsque le seuil est trop bas, ces histogrammes présentent des pics à 160 ns correspondant à l'aller-retour sur les lignes à retard que doit faire une impulsion réfléchi par rapport à l'impulsion directe : en augmentant les seuils jusqu'à la disparition des pics correspondant aux rebonds (ou en diminuant les seuils jusqu'à commencer à voir apparaître ces pics si le seuil a été réglé à une valeur trop élevée) nous obtenons un réglage qui nous satisfait.

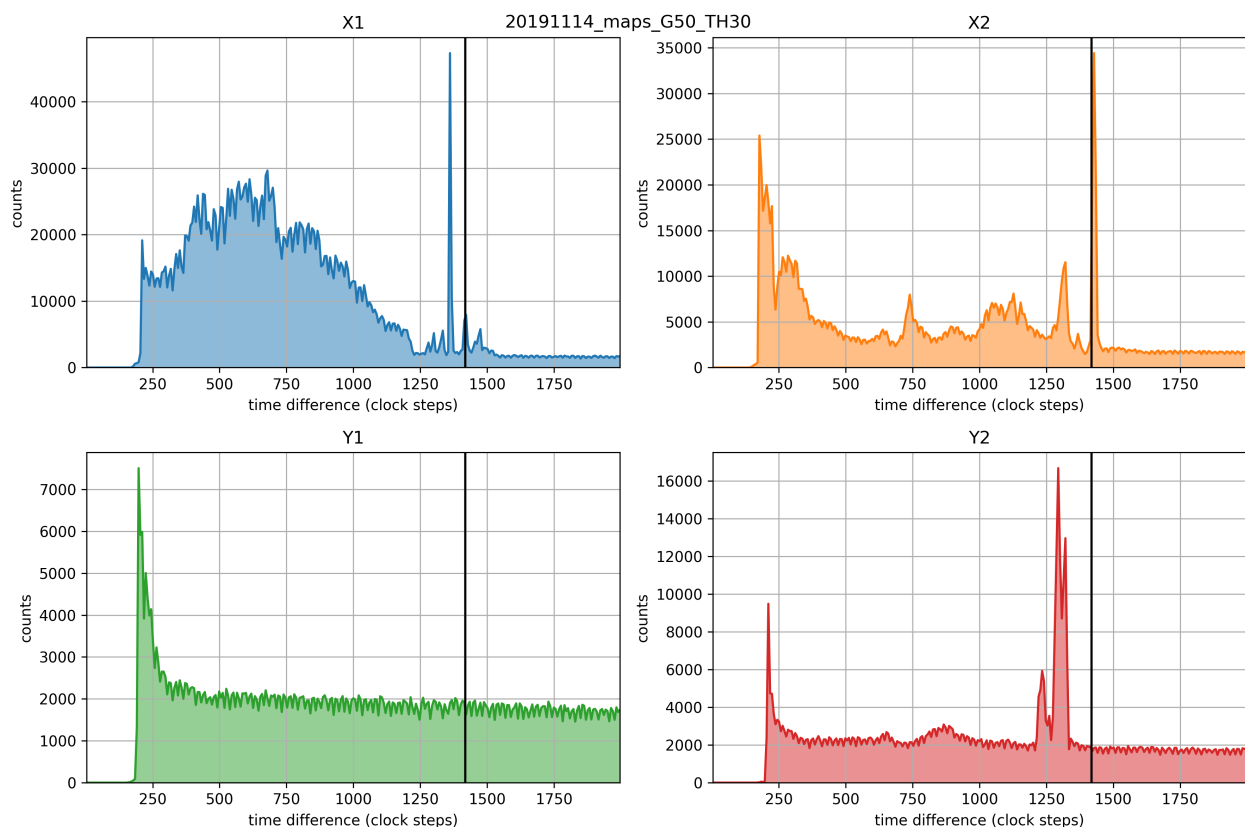


FIGURE 4.6. Les temps d'arrivées des signaux en sortie du CFD au bout des quatre sorties des lignes à retard schématisées sur la figure 2.12 et nommées X_1 , X_2 , Y_1 et Y_2 sont enregistrés pendant plusieurs cycles expérimentaux. Au lieu d'en faire un histogramme comme ce qui a été fait dans la figure 4.5, on trace l'histogramme des différences de temps d'arrivées entre deux impulsions successives. Les différences de temps ayant été discrétisées par le TDC, ces différences sont exprimées en pixels temporels (120 ps) sur ces histogrammes. La longueur des lignes à retard est approximativement de 700 pixels temporels. Les pics à 1400 pixels temporels (repéré par un trait noir sur chaque histogramme) montre qu'après réception d'une impulsion une seconde impulsion a de fortes probabilités d'être détecté à un temps correspond à un aller-retour sur la ligne à retard. Ce phénomène est visible par exemple sur l'histogramme de Y_2 : nous interprétons ce pic comme des impulsions s'étant propagées dans l'autre sens vers la sortie Y_1 puis ayant été réfléchies jusqu'à la voie Y_2 . La valeur du seuil est augmenté au fur et à mesure jusqu'à diminuer considérablement ce pic et aboutir au graphe de la voie Y_1 qui correspond à la situation idéale.

4.3.3 Caractérisation du CFD

L'ancienne électronique de détection en place sur le système expérimental comportait déjà ces différents paramètres réglables, en revanche les 6 paramètres étaient communs aux 4 lignes à retard. Le CFD mis en place durant ma thèse a l'avantage de permettre un réglage indépendant de chaque ligne à retard : cet avantage est non négligeable, notamment pour le réglage des seuils qui diffèrent complètement d'une ligne à l'autre au vu des histogrammes d'amplitudes d'impulsions étudié sur la figure 4.5.

Il est possible de caractériser les améliorations apportées par le remplacement du CFD via 3 "cartes" du MCP qui sont détaillées ci-après. Ces 3 cartes ont été établies avant le remplacement du MCP avec l'ancienne électronique (figure 4.7) et avec la nouvelle électronique (figure 4.8) afin de pouvoir observer les changements opérés par le nouveau système électronique de détection.

Pour cela, nous nous plaçons expérimentalement dans un régime à bas flux d'atomes en effectuant des cycles expérimentaux sans mélasse transverse et avec un temps de chargement court du PMO (500 ms) afin que la reconstruction des atomes sur la surface du MCP soit non ambiguë : en effet la chute d'un atome génère quatre impulsions $(t_{X1}, t_{X2}, t_{Y1}, t_{Y2})$ et la chute d'un second atome génère un second quadruplet $(t'_{X1}, t'_{X2}, t'_{Y1}, t'_{Y2})$, la reconstruction de ces quadruplets à partir des temps d'arrivées $(\{t_{X1}, t'_{X1}\}, \{t_{X2}, t'_{X2}\}, \{t_{Y1}, t'_{Y1}\}, \{t_{Y2}, t'_{Y2}\})$ des impulsions n'est a priori pas évidente (et sera détaillée dans la section suivante) à flux plus élevé, dans des conditions de faibles flux les temps d'arrivées de chaque impulsion sont suffisamment espacés pour pouvoir reconstruire facilement ces quadruplets. Dans ce régime, le MCP est aussi éclairé de façon uniforme : sur un grand nombre de cycles expérimental chaque micro-canal du MCP aura donc subi un nombre élevé d'avalanches électroniques. Chaque quadruplet $(t_{X1}, t_{X2}, t_{Y1}, t_{Y2})$ définissant une unique position (x, y) sur le MCP via les relations 2.8a et 2.8b nous pouvons établir la statistique locale de la galette de micro-canaux afin d'en vérifier son bon fonctionnement et le caractériser. En raison de la discrétisation temporelle en pas de 120 ps, le MCP est discrétisé en pixel spatial (la discrétisation des micro-canaux est beaucoup plus fine) ; à partir de ces conditions expérimentales nous pouvons établir les 3 cartes du MCP :

- **Carte de gain** : elle correspond à une carte de détectivité locale relative du MCP. En cumulant les données de tous les cycles expérimentaux, pour chaque pixel spatial la quantité d'atomes détectés dans ce pixel est mesurée et rapportée au nombre total d'atomes détectés sur la galette. On peut donc déterminer les zones du MCP où la détectivité est uniforme et les variations spatiales de la détectivité. La mise en place de la nouvelle électronique montre une amélioration nette de l'homogénéité du gain sur l'ensemble du MCP (figure 4.8c).
- **Carte d'offset** : La reconstruction des temps d'arrivées des atomes sur le MCP est donnée par la formule 2.8c. Cependant, pour un quadruplet $(t_{X1}, t_{X2}, t_{Y1}, t_{Y2})$ représentant un unique pixel spatial du MCP, les sommes $t_{X1} + t_{X2}$, correspondant au parcours d'un signal électronique sur la ligne à retard codant la position x , et $t_{Y1} + t_{Y2}$, correspondant au parcours d'un signal électronique sur la ligne à retard codant la position y ,

ne sont pas rigoureusement constantes : elles sont amenées à différer entre les micro-canaux d'une grandeur inférieure à quelques ns ("position walk"[57]). La vérification de ce comportement permet de vérifier le bon fonctionnement de l'électronique et nous sera également utile lors de la reconstruction des temps d'arrivées des atomes (détaillée dans la section suivante). Ainsi, à chaque pixel de la carte d'offset correspond la valeur moyenne de la différence :

$$S = (t_{X1} + t_{X2}) - (t_{Y1} + t_{Y2}) \quad (4.4)$$

sur l'ensemble des cycles expérimentaux réalisés. Dans les deux cas 4.7a et 4.8a, l'offset dû au phénomène de "position walk" est visible, ces variations sont mieux lissées et moins larges avec le nouveau CFD.

— **Carte de résolution** : cette carte permet de quantifier la résolution transverse de l'ensemble de la chaîne électronique de détection. En effet, l'étude de la statistique de S nous permet de déduire aisément la résolution spatiale du détecteur. Pour cela notons σ_S l'incertitude sur S et σ_t l'incertitude ou la dispersion liée aux temps d'arrivées, en passant aux incertitudes la relation 4.4 et en supposant toutes les incertitudes sur les lignes à retard indépendantes et égales, nous obtenons la relation :

$$\sigma_S^2 = \sigma_t^2 + \sigma_t^2 + \sigma_t^2 + \sigma_t^2 \quad (4.5)$$

en passant à la racine carrée nous avons finalement :

$$\sigma_S = 2\sigma_t \quad (4.6)$$

Les équations 2.8a et 2.8b du chapitre 2 nous permettent alors, en insérant l'équation 4.6, de déduire les résolutions spatiales :

$$\sigma_x = \frac{v_{eff}}{2\sqrt{2}}\sigma_S, \quad (4.7a)$$

$$\sigma_y = \frac{v_{eff}}{2\sqrt{2}}\sigma_S. \quad (4.7b)$$

L'étude de la statistique de S nous permet donc d'obtenir la résolution spatiale du détecteur. Ces mesures ont été faites avec l'ancienne électronique (figure 4.7b) où la résolution fluctue énormément sur l'ensemble du détecteur, entre 150 et 400 μm et avec la nouvelle électronique (figure 4.8b) où la résolution est nettement plus homogène et a été réduite d'un facteur 3, nous permettant d'obtenir une résolution transverse inférieure à la centaine de microns.

Ces mesures seront bien entendues à réitérer avec le nouveau MCP afin de pouvoir caractériser l'homogénéité de la détection via la carte de gain, établir la valeur de la résolution transverse via la carte de résolution et enfin optimiser le processus de reconstruction (qui sera détaillé dans la section suivante) via la carte d'offset.

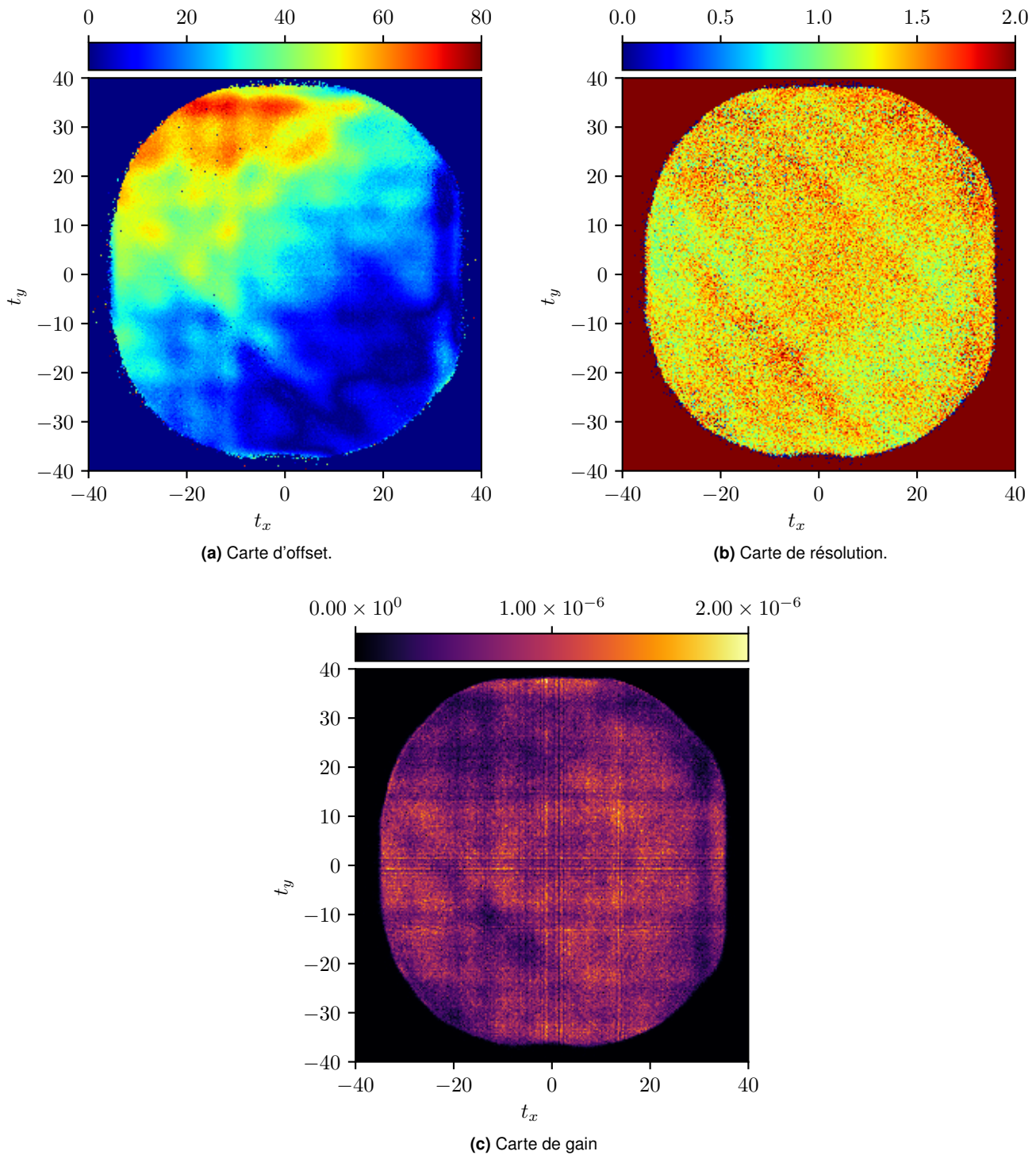


FIGURE 4.7. Les différentes cartes caractéristiques de l'ancien MCP, muni de l'ancien CFD. Pour les cartes d'offset et de résolution, l'échelle de couleurs est donnée en nombre de pixels, c'est à dire en pas de codage du TDC (120 ps). Pour la carte de gain, les valeurs ont été normalisées par le nombres d'atomes total reconstruits et utilisés pour obtenir la carte, de façon à afficher la détectivité effective.

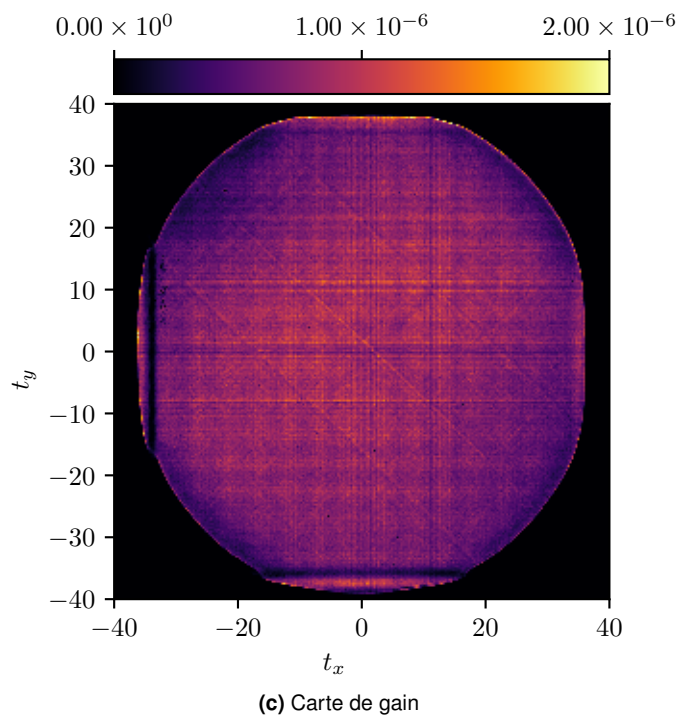
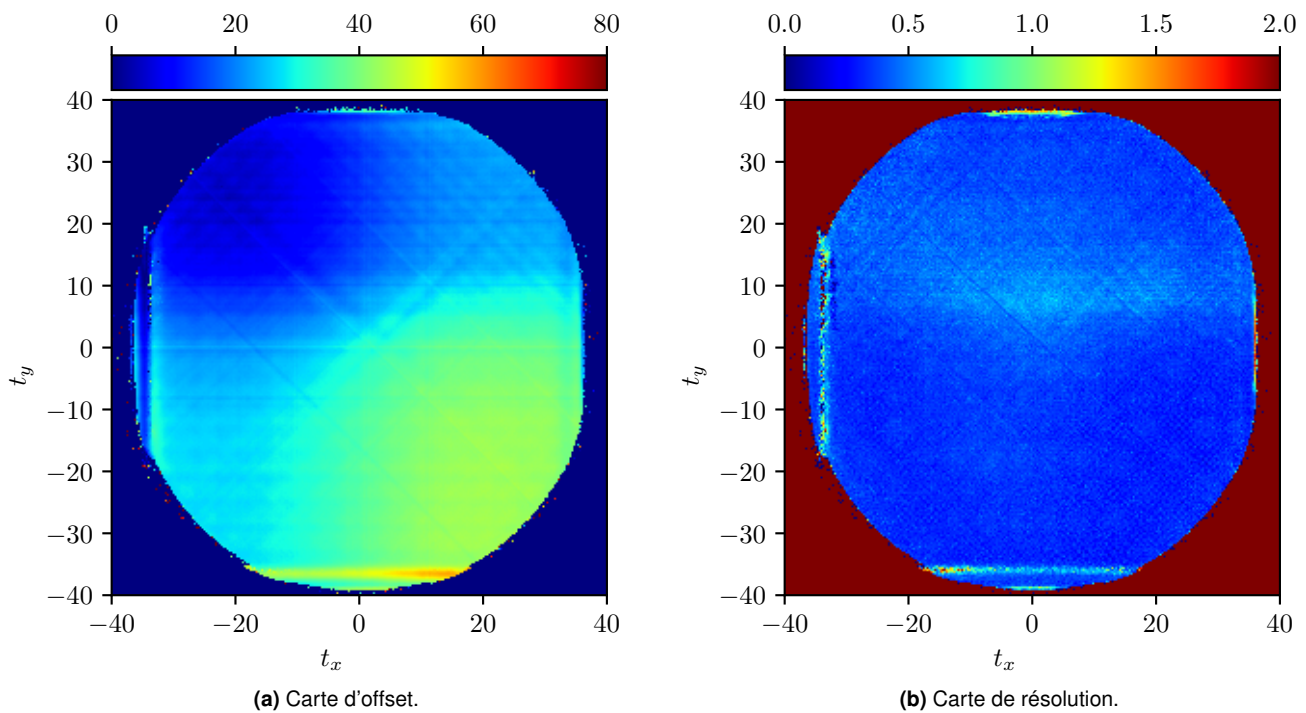


FIGURE 4.8. Les différentes cartes caractéristiques de l'ancien MCP, muni de la nouvelle électronique. Les cartes d'offset et de résolution sont affichées avec la même échelle de couleurs pour simplifier la comparaison entre les configurations anciennes et nouvelles.

4.4 Traitement et reconstruction

À ce stade, nous disposons de successions de signaux NIM arrivant sur 4 canaux différents. Afin de les traiter il faut pouvoir les numériser afin de disposer de quatre listes ($\{t_{X1}^1, \dots, t_{X1}^{N_1}\}, \{t_{X2}^1, \dots, t_{X2}^{N_2}\}, \{t_{Y1}^1, \dots, t_{Y1}^{N_3}\}, \{t_{Y2}^1, \dots, t_{Y2}^{N_4}\}$) pouvant être manipulé sur le PC. Cette procédure sera faite via le TDC dont le fonctionnement sera détaillée dans la sous-section ci-après. Cette étape étant faite, ces quatre listes seront triées mais la reconstruction des atomes, chacun étant défini par un quadruplet $(t_{X1}, t_{X2}, t_{Y1}, t_{Y2})$ n'est pas évidente pour autant et ne constitue pas en un simple regroupement de ces quatre listes. L'algorithme utilisé pour cette reconstruction sera également détaillé dans cette section.

La procédure de traitement des signaux NIM était déjà automatisée lors de mon arrivée en thèse. Cependant, la fin de vie du disque dur de prise de données en novembre 2017 nous a conduit à reprendre intégralement le code d'acquisition, les logiciels software et hardware n'étant pas compatibles avec les nouveaux ordinateurs. Il a fallu remplacer, mettre en fonctionnement et mettre à jour le système d'acquisition.

4.4.1 Temps d'arrivée des signaux

Le principe de fonctionnement du TDC (Time to Digital Converter) développé au LUMAT par R. Sellem et D. Heurteau est schématisé sur la figure 4.9. A la réception d'un signal de déclenchement (signal de trig) usuellement envoyé au TDC à la coupure du piège (début de la chute libre), la communication avec le PC est possible et l'ensemble des signaux analogiques reçus par le TDC sont convertis en signaux numériques (mots de 32 bits) pour être traités par le PC.

La pente descendante du signal NIM est mesurée et la discrétisation du signal est faite sur 26 bits au moyen de l'horloge interne du TDC avec un pas de discrétisation de 120 ps. Cette contrainte devrait donc limiter la durée d'acquisition à une plage de temps de $2^{26} \times 120\text{ps} \approx 8$ ms. En particulier la durée typique de chute des atomes d'hélium du piège au MCP étant de 300 ms, sans aucune impulsion mesurée pendant 300 ms il semble impossible de reconstruire convenablement les temps d'arrivées des signaux : les mots de 26 bits étant remis à zéro toutes les 8 ms, la mémoire du système serait perdue au bout d'un cycle de 8 ms sans aucune impulsion reçue. En pratique même si il y a toujours quelques impulsions dues au vide résiduel qui sont détectées sur le MCP et qui permettent de pouvoir garder un suivi correct de la remise à zéro des 26 bits du pseudo-compteur du TDC, nous nous assurons également que des mots (mots REXT pour Range Extension générés par le TDC) soient bien envoyés à intervalle régulier (deux signaux REXT1 et REXT2 générés entre deux remises à zéro) dès le déclenchement de celui-ci : ainsi il est possible de repérer des temps avec une durée arbitraire, simplement en comptant les occurrences des mots REXT. Les 6 autres bits (HEADER), de poids fort, codent la voie d'entrée : il peut s'agir des voies $X1, X2, Y1, Y2$, des signaux de déclenchement ou d'arrêt, des mots REXT (générés en interne par le TDC).

L'ensemble de ces mots sont multiplexés et envoyés au PC où est effectuée la lecture de chaque mot de 32 bits

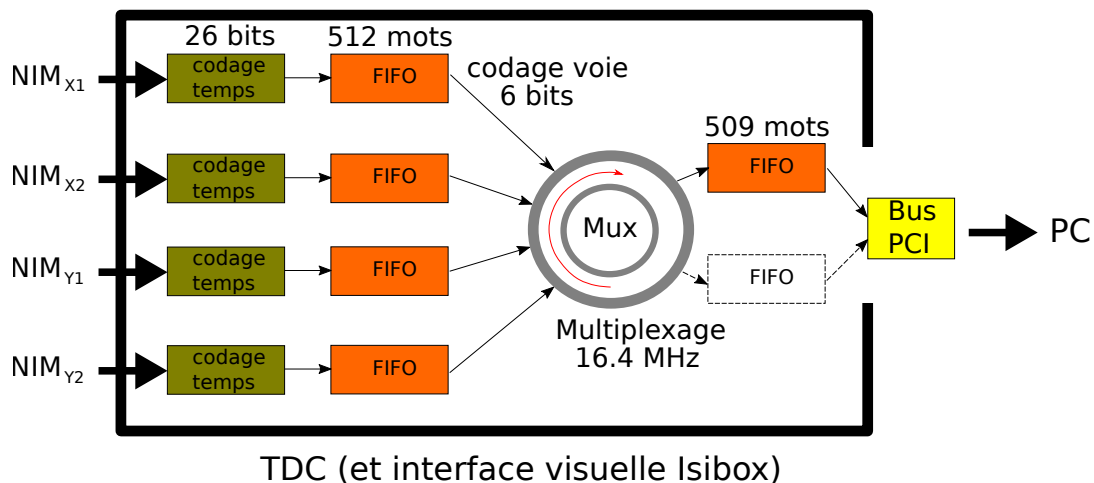


FIGURE 4.9. Schéma de principe du TDC. Les signaux analogiques au format NIM en entrée du TDC sont discrétisés, codé en signaux numériques de 32 bits et multiplexés pour être traités ensuite par l'ordinateur. Le TDC comporte 18 voies d'entrées (dont 2 voies de déclenchement) qui ne sont pas toutes représentées ici.

reçu par le TDC. Dès la lecture du header correspondant au signal de déclenchement, les 26 bits de poids faibles de ce mot sont lus et convertis en temps t_0 qui correspondra à dater le début de la chute libre. Les lectures des mots REXT (ayant un header spécifique) permettent de connaître à tout moment le nombre de cycles N_{cycles} de 8 ms effectués. Tous les autres mots reçus par le PC sont ensuite lus selon la procédure suivante : les 26 bits faibles (TIMESTAMP) sont convertis en temps via la formule

$$t = ((2^{26} - 1) \times N_{cycles} + \text{TIMESTAMP}) \times 120\text{ps} - t_0 \quad (4.8)$$

La lecture du header permet ou bien de stocker ce temps dans une des quatre listes $L_{X1}, L_{X2}, L_{Y1}, L_{Y2}$ ou bien si le header correspond à un mot REXT de mettre à jour la valeur de N_{cycles} ou bien d'arrêter l'acquisition des données par le PC si le header correspond à un signal d'arrêt.

En pratique les temps stockés dans les listes ne sont pas exprimés en secondes, les mots correspondant aux temps t et au temps t_0 sont conservés au format binaire de mots de 64 bits (les 26 bits du TIMESTAMP ayant été étendus par les incréments du nombre de cycles) en gardant la même discrétisation temporelle. La conversion en temps réel est faite uniquement en dernière instance lors de l'affichage sur l'interface graphique par simple multiplication par le pas de discrétisation (120 ps).

4.4.2 Reconstruction des atomes

Il faut à partir des quatre listes triées $L_{X1}, L_{X2}, L_{Y1}, L_{Y2}$ pouvoir déterminer quels sont les différents quadruplets $t_{X1}, t_{X2}, t_{Y1}, t_{Y2}$ correspondant à un atome : c'est le processus de reconstruction. L'algorithme a initialement

été mis en place et codé sous la bibliothèque `Root`, le processus de reconstruction a été gardé tel que détaillé par exemple dans les thèses [47, 50] mais nous avons pris la décision de le coder en C++, via l'environnement Visual Studio, par soucis de simplicité et de rapidité d'exécution. L'affichage de la reconstruction se fait ensuite via une interface graphique codée sous Matlab. Les procédures d'affichage et de reconstruction sont suffisamment rapides vis-à-vis du cycle expérimental. Nous détaillons brièvement la procédure de reconstruction :

- Partant des listes triées $L_{X1}, L_{X2}, L_{Y1}, L_{Y2}$, le premier élément t_{X1} de la liste L_{X1} est sélectionné. Les listes L_{X2}, L_{Y1}, L_{Y2} sont alors parcourues afin de trouver tous les éléments correspondant à des temps t tel que $|t - t_{X1}| < t_{dl}$ où t_{dl} est le temps de parcours d'une impulsion le long de la ligne à retard (figure 4.10). Tous les temps t tel que $t < t_{X1} - t_{dl}$ ne vérifient pas cette inégalité parce que le temps t est trop petit par rapport à t_{X1} pour correspondre à l'impulsion lié à un même atome, ces temps sont supprimés des listes L_{X2}, L_{Y1}, L_{Y2} car les listes étant triées par ordre croissant, par construction de l'algorithme ils ne conduiront jamais à la reconstruction d'un atome : les temps t_{X1} ne faisant que croître il n'est pas possible de trouver un élément de la liste L_{X1} qui correspondrait à ce temps t . Cette inspection des listes L_{X2}, L_{Y1}, L_{Y2} s'arrête pour chaque liste dès la découverte d'un élément t tel que $t < t_{X1} + t_{dl}$: ces temps t sont trop grands par rapport à t_{X1} pour correspondre à l'impulsion lié à un même atome, ils seront traités plus tard lorsque l'algorithme traitera l'élément suivant de la liste L_{X1} .
- À ce stade nous avons en pratique un jeu restreint de quadruplets $(t_{X1}, t_{X2}, t_{Y1}, t_{Y2})$ possibles à l'issue de cette première sélection. Nous inspectons alors les différents temps t_{X2}, t_{Y1}, t_{Y2} en ne gardant que ceux validant la condition suivante : $|t_{X1} - t_{X2}|^2 + |t_{Y1} - t_{Y2}|^2 < t_{r,MCP}^2$ de sorte à ne conserver que les temps pouvant correspondre à des atomes tombant sur le MCP (figure 4.10). Les temps ne correspondant pas à ceux critères ne sont pas gardés dans la suite du filtrage, toutefois ils ne sont pas pour autant supprimés des listes L_{X2}, L_{Y1}, L_{Y2} .
- Un dernier filtrage est appliqué aux quelques quadruplets $(t_{X1}, t_{X2}, t_{Y1}, t_{Y2})$ restants : connaissant la position X, Y sur le MCP correspondant, nous comparons la valeur $(t_{X1} + t_{X2}) - (t_{Y1} + t_{Y2})$ à la valeur moyenne locale du paramètre S (connue via la carte d'offset 4.8a). Si cet écart ne diffère pas de quelques pixels temporels (en cohérence avec la résolution temporelle déterminée via la carte de résolution) nous considérons qu'il s'agit bien d'un atome et le quadruplet $(t_{X1}, t_{X2}, t_{Y1}, t_{Y2})$ est conservé, mettant fin à cet étape. En l'absence de carte d'offset, nous vérifions simplement que la grandeur $(t_{X1} + t_{X2}) - (t_{Y1} + t_{Y2})$ est inférieure à quelques ns (offset dû au "position walk").
- A la fin de cette étape, si un quadruplet $(t_{X1}, t_{X2}, t_{Y1}, t_{Y2})$ a été trouvé, ces temps sont supprimés des listes $L_{X1}, L_{X2}, L_{Y1}, L_{Y2}$, sinon seul le temps t_{X1} est supprimé de la liste L_{X1} .
- L'algorithme boucle jusqu'à avoir traité entièrement la liste L_{X1} .

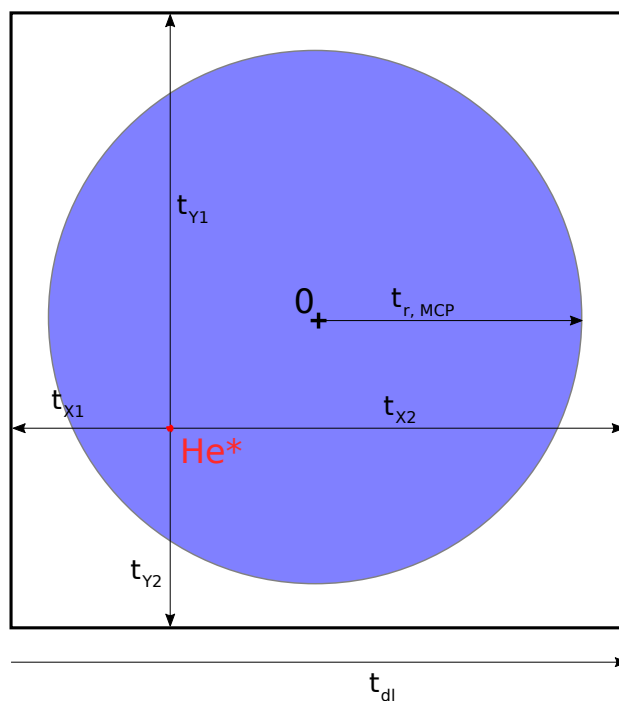


FIGURE 4.10. Schématisation des temps mesurés après la chute d'un atome d'hélium. Le cercle bleu représente le MCP, les extrémités du carré noir représentant les extrémités des lignes à retard. t_{dl} correspond au temps de parcours total d'une impulsion le long d'une ligne à retard tandis que $t_{r, MCP}$ représente le "rayon temporel" du MCP. Les temps $t_{x1}, t_{x2}, t_{y1}, t_{y2}$ correspondent au temps de la chute libre de l'atome d'hélium auquel s'ajoute le temps de propagation le long de la ligne respective.

L'ensemble des quadruplets $(t_{X1}, t_{X2}, t_{Y1}, t_{Y2})$ constitue la liste des atomes reconstitués, elle est ensuite affichés via une interface graphique codée en Matlab.

Chapitre 5

Caractérisation du processus de création de paires

Pour effectuer des tests fondamentaux de la mécanique quantique avec des atomes corrélés en impulsion, il est primordial d'avoir un procédé fiable de création d'atomes afin de pouvoir décrire le système sous la forme :

$$|\psi\rangle = a_p^\dagger a_{-p}^\dagger |0\rangle \quad (5.1)$$

pour l'expérience du type Hong-Ou-Mandel[4] et sous la forme

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|p, -p\rangle + |p', -p'\rangle) \quad (5.2)$$

pour l'expérience de violation des inégalités de Bell [54]. Comme décrit dans le chapitre 2, ce processus s'inspire fortement des techniques utilisées en optique quantique, notamment de la conversion paramétrique, et tire profit de l'utilisation de réseaux optiques. Pour ces raisons, le formalisme développé est très proche de ceux développés en optique quantique et en physique des solides. Dans un premier temps nous décrirons brièvement les techniques utilisées pour étudier la dynamique des atomes dans un réseau optique. Ensuite, nous proposerons une description théorique du processus de création de paires, qui a été détaillée dans la thèse [5], et afin de fixer les idées nous en détaillerons la mise en œuvre expérimentale. Nous présenterons enfin l'analyse de données expérimentales de ce processus qui a fait l'objet de l'article [55].

5.1 Atomes dans un réseau optique

L'interférence de deux ondes lumineuses contrapropageantes induit, par interaction dipolaire, un potentiel périodique vu par les atomes. Cette situation est très similaire à la dynamique d'électrons dans un cristal où la structure cristalline crée un potentiel périodique ressenti par les électrons de conduction : le formalisme qui sera développé par la suite est par conséquent très proche de celui de la physique des solides [70].

5.1.1 Création d'un réseau optique

Comme évoqué dans le chapitre 2, l'utilisation d'un réseau optique permet de modifier la relation d'accord de phase du processus de collisions d'atomes afin de pouvoir obtenir deux atomes d'impulsions différentes et corrélés : le réseau optique est une technique que nous avons privilégié puisque lors de la collision d'atomes au sein du réseau, seul un nombre fini de modes sont accessibles et le nombre d'atomes créés lors du processus est contrôlable[5] (nous verrons ces points plus loin dans ce chapitre). Enfin, dans le cadre de nos expériences nous nous ramenons exclusivement à l'étude des corrélations de vitesse selon une seule direction : la direction (Oz) (axe de la gravité avec $\vec{g} = -g\vec{u}_z$) pour laquelle la résolution de notre détecteur est la meilleure. Par conséquent, afin d'avoir une sélection des modes disponibles principalement contraint selon cette direction, nous souhaitons créer un réseau optique unidimensionnel composé de franges selon la direction (Oz).

Ce réseau est créé au moyen de deux faisceaux lasers éclairant le condensat comme représenté sur la figure 5.1 où deux faisceaux lasers numérotés 1 et 2 se propagent selon les vecteurs d'onde k_1 et k_2 formant un angle 2θ , les deux faisceaux ont même polarisation et leur fréquence ω_1 et ω_2 sont suffisamment proche pour que l'on puisse considérer que $|k_1| = |k_2| = 2\pi/\lambda_{lat}$. Les champs électriques correspondant se mettent sous la forme :

$$\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_0 e^{i(k_{1,z}z + k_{1,x}x - \omega_1 t + \phi_1)}, \quad (5.3)$$

$$\mathcal{E}_2 = \mathcal{E}_0 e^{i(k_{2,z}z + k_{2,x}x - \omega_2 t + \phi_2)}. \quad (5.4)$$

La différence de phase $\Delta\phi = \phi_2 - \phi_1$ est supposée constante au cours du temps et nulle. De plus les relations $k_{1,z} = -k_{2,z}$ et $k_{1,x} = k_{2,x}$ nous permettent d'exprimer l'intensité résultante de la superposition de ces deux faisceaux :

$$I(z) = 4I_0 \cos^2 \left(k_{lat}z + \frac{\omega_2 - \omega_1}{2}t \right) \quad (5.5)$$

avec $k_{lat} = \frac{2\pi}{\lambda_{lat}} \sin \theta$. La période spatiale du réseau est donc d'après 5.5 égale à $a_{lat} = \pi/k_{lat} = \frac{\lambda_{lat}}{2 \sin \theta}$

Dans notre situation, les fréquences ω_1, ω_2 sont distinctes de sorte que les franges d'interférences défilent ver-

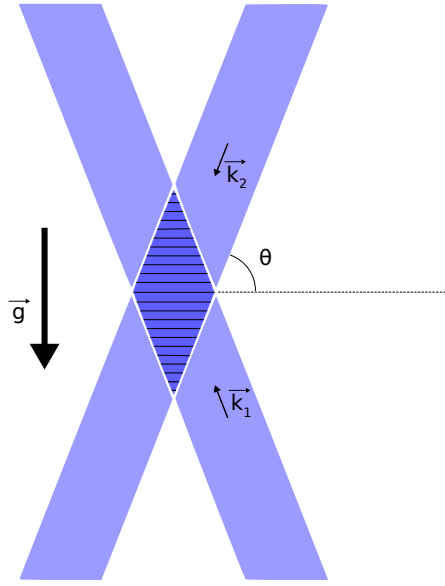


FIGURE 5.1. Schématisation des faisceaux constituant le réseau optique. Deux faisceaux labellisés 1 et 2 se propagent dans la direction verticale et créent des franges d'interférence dans la zone où les faisceaux s'intersectent. Les faisceaux sont calibrés de sorte à ce que le nuage soient au centre des franges. Les vecteurs d'ondes k_1 et k_2 forment un angle de 2θ et forment un plan contenant le vecteur \vec{g} .

ticalement dans le référentiel du laboratoire avec une vitesse définie par

$$v_{lat} = -\frac{\omega_2 - \omega_1}{2k_{lat}} = \frac{\delta_{lat}}{2k_{lat}} \quad (5.6)$$

Avec $\delta_{lat} = \omega_1 - \omega_2$ le désaccord entre les deux faisceaux. Dans le référentiel du laboratoire, le condensat est immobile et le réseau est en mouvement. Dans le référentiel lié au réseau, le condensat a donc une vitesse d'ensemble $-v_{lat}$. Les faisceaux étant éloignés de résonance, le potentiel auquel sont soumis les atomes, dans le référentiel du réseau, est de la forme donné par 3.2 :

$$V_{lat}(z) = V_0 \sin^2(k_{lat}z) \quad (5.7)$$

5.1.2 Structure de bande et fonction d'onde

Le comportement d'un atome d'hélium de masse m dans un tel potentiel périodique est donné par l'étude du hamiltonien

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}^2}{2m} + V_0 \sin^2(k_{lat}\hat{z}) \quad (5.8)$$

où l'on s'est placé dans le référentiel du réseau et où l'on a négligé les interactions entre atomes (une correction de champ moyen sera appliquée à posteriori[59]). L'étude de ce problème introduit une longueur caractéristique $a_{lat} = \pi/k_{lat}$ qui correspond à la périodicité spatiale du réseau, une impulsion caractéristique k_{lat} et une énergie

caractéristique E_{lat} définie par

$$E_{lat} = \frac{\hbar^2 k_{lat}^2}{2m} \quad (5.9)$$

Structure de bande

Pour déterminer les couples $(E, |\psi\rangle)$ satisfaisant l'équation de Schrödinger indépendante du temps à une dimension nous introduisons[71] l'opérateur de translation \hat{T}_a défini par :

$$\hat{T}_a = \exp(i\hat{p}a_{lat}/\hbar). \quad (5.10)$$

Cet opérateur correspondant à une translation de a_{lat} : $\langle z|\hat{T}_a|\psi\rangle = \psi(z + a_{lat})$, par périodicité du réseau on a $[\hat{T}_a, \hat{V}_{lat}] = 0$. Comme la relation $[\hat{T}_a, \frac{\hat{p}^2}{2m}] = 0$ est aussi vérifiée on en déduit

$$[\hat{T}_a, \hat{H}] = 0 \quad (5.11)$$

On peut alors diagonaliser simultanément ces deux opérateurs : en particulier \hat{T}_a étant unitaire ces valeurs propres sont de module 1 et étant donné une fonction propre ψ de \hat{T}_a on peut trouver q tel que

$$\langle z|\hat{T}_a|\psi\rangle = e^{iqa_{lat}}\psi(z) \quad (5.12)$$

La grandeur q est appelée quasi-impulsion, via cette relation il est clair qu'elle est définie modulo $2k_{lat} = 2\pi/a_{lat}$ et qu'elle est liée à l'invariance par translation du système. Les fonctions propres associées sont labellisées $\psi_q(z)$. Enfin en considérant la fonction définie par $u_q(z) = \psi_q(z)e^{-iqz}$ il est immédiat de montrer que cette fonction $u_q(z)$ est périodique de période a_{lat} , ce qui constitue le théorème de Bloch [70]. Les solutions de l'équation de Schrödinger sont donc à chercher sous la forme

$$\psi_q(z) = e^{iqz}u_q(z) \quad (5.13)$$

avec $q \in [-k_{lat}, k_{lat}]$ et u_q fonction de période a_{lat} . La fonction périodique u_q peut être décomposée en série de Fourier et la précédente équation devient :

$$\psi_q(z) = \sum_{j \in \mathbb{Z}} C_j(q) e^{iz(q+2\pi j/a_{lat})} \quad (5.14)$$

Le potentiel V_{lat} peut également être décomposé en série de Fourier

$$V_{lat} = \frac{V_0}{2} - \frac{V_0}{4} \left(e^{2i\pi/a_{lat}} + e^{-2i\pi/a_{lat}} \right) \quad (5.15)$$

et ces deux relations sont injectées dans l'équation aux valeurs propres

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + V_{lat}(z) \right] \psi_q(z) = E_q \psi_q(z) \quad (5.16)$$

afin de trouver, pour un couple (q, V_{lat}) donné, les solutions $(\{C_j\}, E_q)$. En exploitant l'orthogonalité des ondes planes on aboutit à la relation vérifiée pour tout $j \in \mathbb{Z}$

$$\left(E_q - \frac{V_0}{2} \right) C_j(q) = -\frac{V_0}{4} C_{j-1}(q) + \frac{\hbar^2}{2m} (q + 2\pi j/a_{lat}) C_j(q) - \frac{V_0}{4} C_{j+1}(q) \quad (5.17)$$

qui peut être réécrite sous la forme d'une matrice trigonale, réelle et symétrique (en pratique les indices sont tronqués à $|j| < 20$). Le théorème spectral permet alors de trouver les vecteurs propres $(C_j(q))$ et assure que les valeurs propres sont réelles et discrètes, on peut donc les noter sous la forme $E_{n,q}$ où les énergies ont été rangées par ordre croissant. Le tracé des énergies accessibles en fonction de la quasi-impulsion, effectué dans la figure 5.2, montre qu'elles forment des bandes d'énergie, dont la première bande correspondant aux valeurs prises par $E_{0,q}$ est appelée bande fondamentale.

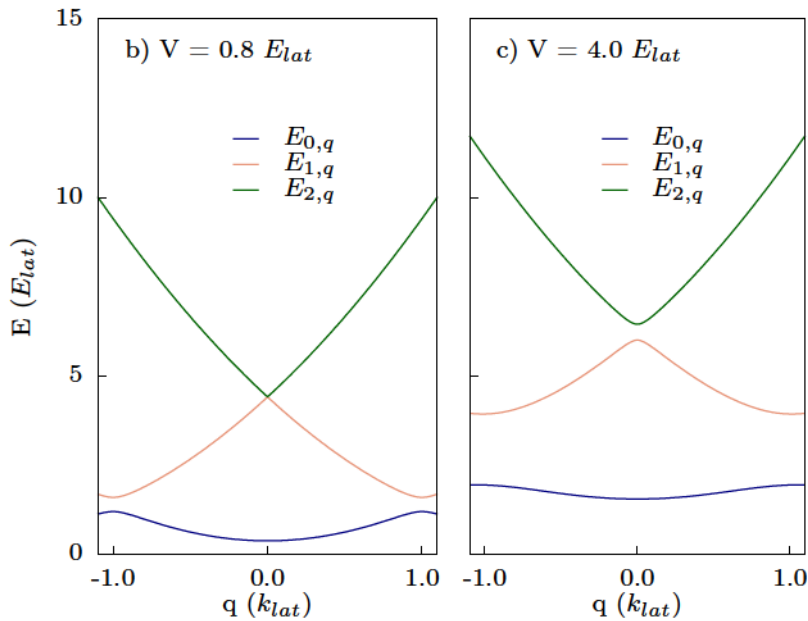


FIGURE 5.2. Tracé des énergies accessibles $E_{n,q}$ en fonction de la quasi-impulsion q pour deux valeurs de V_0 différentes. Les échelles d'énergie V_0 et $E_{n,q}$ sont exprimées en unités de $E_{lat} = \frac{\hbar^2 k_{lat}^2}{2m}$ qui est l'échelle d'énergie naturelle associée au réseau. Ces figures montrent que les énergies accessibles et celles interdites pour les atomes dans le réseau sont regroupées en bandes. La bande de plus basse énergie, en bleu est appelée bande fondamentale. L'augmentation de la profondeur du réseau augmente l'écart énergétique entre les bandes accessibles et rend les bandes "plates" : au sein d'une même bande, la dépendance en fonction de la quasi-impulsion q est moins marquée.

Fonctions d'onde

Les fonctions d'onde sont également déduites à partir de cette résolution qui permet de déterminer le vecteur propre ($\{C_j\}$) et donc $\psi_q(z)$ en injectant dans 5.14. Des simulations menées par P. Dussarrat [5] montrent que dans le cadre de réseaux peu profonds, tels que $V_0 < E_{lat}$, seule la composante C_0 a une valeur non négligeable (figure 5.3). Ce constat nous permet de simplifier la forme des fonctions d'onde $\psi_q(z)$ donné par l'équation 5.14 :

$$\forall z \in [-L/2, L/2], \psi_q(z) = \frac{1}{\sqrt{L}} e^{izq} \quad (5.18)$$

où le coefficient de normalisation L correspond à la longueur du condensat (numériquement $L = 70 \mu m \gg a_{lat} = 0.54 \mu m$).

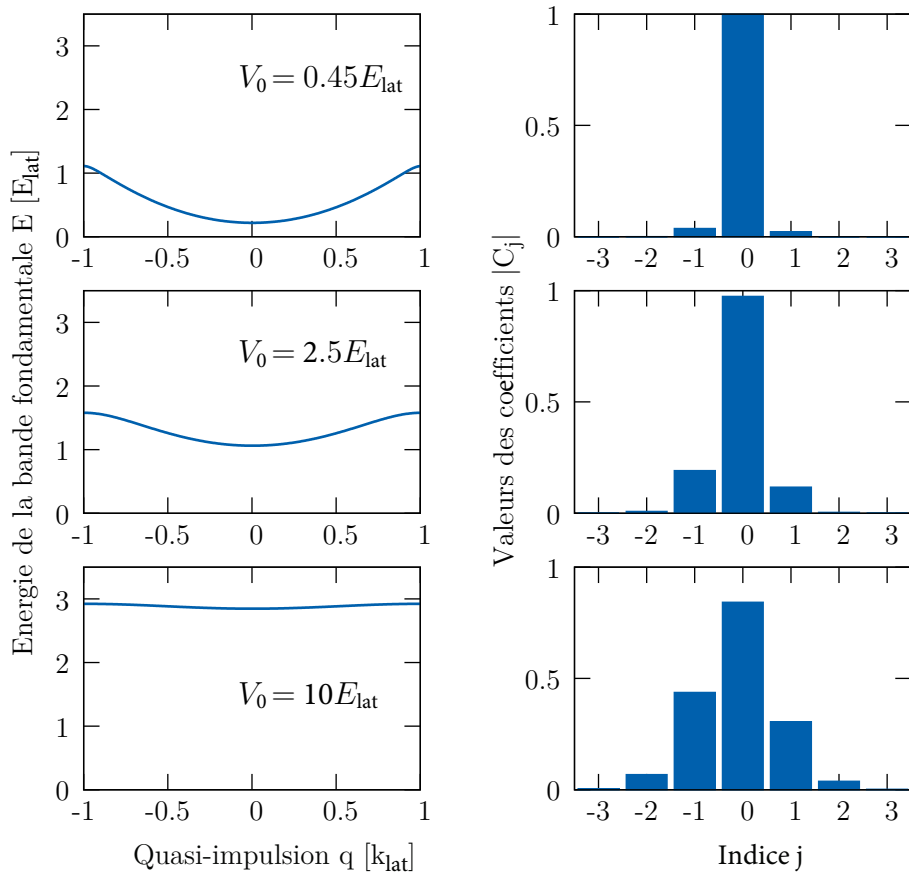


FIGURE 5.3. A gauche : tracé de la bande fondamentale $E_{0,q}$ en fonction de la quasi-impulsion q pour différentes valeurs de profondeur de réseau V_0 . A droite : valeur des coefficients $C_j(q = 0.25k_{lat})$ pour les profondeurs de réseau correspondantes. Expérimentalement, nous nous situons à des profondeurs de réseau proche de $0.45E_{lat}$, nous permettant de négliger les coefficients non nuls de la décomposition en $\{C_j\}$

Pour étudier le processus de création de paire d'atomes à partir d'atomes du condensat, il est primordial de s'intéresser aux quantités conservées. Au vu des symétries du problème, il s'agit de la conservation de l'énergie et

de la conservation de la quasi-impulsion ce qui a motivé l'étude de la dépendance de $E_{n,q}$ en fonction de q . Pour être plus quantitatif, il est nécessaire de déterminer la forme des fonctions d'onde, ce qui a également été fait dans cette section. Dans la section suivante, nous détaillerons les éléments nécessaires pour caractériser la création de paires d'atomes.

Projection des quasi-impulsions en impulsions

Avant application du réseau optique, le condensat d'hélium est au repos dans le référentiel du laboratoire ; dans le référentiel du réseau, le condensat a donc une impulsion p_0 non nulle et donc une quasi-impulsion q_0 non nulle. En pratique p_0 est de l'ordre de $-0.5k_{lat}$ de sorte qu'il y a correspondance entre l'impulsion du condensat et sa quasi-impulsion dans la première zone de Brillouin $[-k_{lat}, k_{lat}]$. Afin que l'étude menée jusqu'ici soit valable, lors de l'application du réseau nous souhaitons que le condensat soit chargé dans la bande fondamentale E_0, q du réseau. De plus lors de l'extinction du réseau, nous souhaitons que les quasi-impulsions q_1 et q_2 situées dans la première zone de Brillouin des paires d'atomes créées soient converties en leur impulsion p_1 et p_2 . Si le réseau est allumé et coupé de façon adiabatique, ces conditions sont vérifiées[59].

5.2 Mélange à quatre ondes

Nous allons maintenant nous intéresser au processus où, au sein de ce réseau optique, deux atomes du condensat ayant une quasi-impulsion q_0 sont convertis en atomes de quasi-impulsion q_1 et q_2 . Dans la mesure où les atomes se comportent comme des ondes de matière il est légitime de traiter ce problème comme celui d'un mélange à quatre ondes : la paire d'atome est transférée de façon cohérente de l'état d'impulsion p_0 avant application du réseau aux états d'impulsion p_1 et p_2 après application du réseau.

5.2.1 Création de paires de photons

En optique non linéaire, un faisceau laser cohérent passant à travers un cristal non linéaire peut entraîner la création de paires de photons vérifiant la conservation d'énergie et d'impulsion[72], l'hamiltonien décrivant ce processus de conversion de deux photons *pompes* en deux photons usuellement appelés *signal* et *complémentaire* est donné par :

$$\hat{H} = \sum_{j=p_1, p_2, s, c} h\nu_j \hat{n}_j + \hbar\kappa (\hat{a}_{p_1} \hat{a}_{p_2} \hat{a}_s^\dagger \hat{a}_c^\dagger + c.c) \quad (5.19)$$

avec p_1 et p_2 les indices correspondant aux photons pompes, s et c correspondant aux indices des photons signal et complémentaire. Lorsque les photons pompes sont identiques et que le faisceau laser est suffisamment intense pour être considéré comme non déplété et être traité classiquement, les opérateurs annihilation et création des

photons pompes sont remplacés par la grandeur $\sqrt{N_p}$ et l'expression se simplifie en :

$$\hat{H} = \sum_{j=s,c} h\nu_j \hat{n}_j + \hbar\kappa N_p \left(\hat{a}_s^\dagger \hat{a}_c^\dagger + c.c \right) \quad (5.20)$$

La conservation de l'énergie et de l'impulsion permettent de déduire les modes signal et complémentaire en connaissant le mode pompe au moyen des relations :

$$2\vec{k}_p = \vec{k}_s + \vec{k}_c, \quad (5.21a)$$

$$2\nu_p = \nu_s + \nu_c. \quad (5.21b)$$

De sorte que, partant d'un état où les états signal et complémentaire ne sont pas peuplés, l'état final du système dans ces modes s'écrit[73] :

$$|\psi\rangle = \sum_n \frac{\tanh^n(\lambda)}{\cosh(\lambda)} |n, n\rangle_{s,c} \quad (5.22)$$

où le paramètre λ est déterminé en mesurant le nombre moyen N de photons dans les modes signal et complémentaire et se déduit à partir de la relation

$$N = \sinh^2(\lambda). \quad (5.23)$$

5.2.2 Création de paires d'atomes

Pour étudier le phénomène analogue avec des atomes[74] nous partons du hamiltonien décrivant la dynamique du système et prenant en compte les interactions entre atomes :

$$\hat{H} = \int d\mathbf{r} \hat{\Psi}^\dagger \left[-\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m} + V(\mathbf{r}, t) \right] \hat{\Psi} + \frac{g}{2} \int d\mathbf{r} \hat{\Psi}^\dagger \hat{\Psi}^\dagger \hat{\Psi} \hat{\Psi} \quad (5.24)$$

en décomposant l'opérateur champ en trois termes

$$\hat{\Psi}(\mathbf{r}, t) = \psi_0(\mathbf{r}, t) \hat{a}_0 + \psi_1(\mathbf{r}, t) \hat{a}_1 + \psi_2(\mathbf{r}, t) \hat{a}_2 \quad (5.25)$$

où l'indice 0 correspond au terme de pompe et les indices 1 et 2 correspondent aux termes signal et complémentaire. En réinjectant dans l'équation 5.24, le développement de cette expression fait apparaître le hamiltonien :

$$\hat{H} = E_0 \hat{a}_0^\dagger \hat{a}_0 + E_1 \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_1 + E_2 \hat{a}_2^\dagger \hat{a}_2 \quad (5.26a)$$

$$+ \frac{g}{2} \int d\mathbf{r} |\psi_0(\mathbf{r}, t)|^4 \hat{a}_0^\dagger \hat{a}_0^\dagger \hat{a}_0 \hat{a}_0 + \frac{g}{2} \int d\mathbf{r} |\psi_1(\mathbf{r}, t)|^4 \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_1 \hat{a}_1 + \frac{g}{2} \int d\mathbf{r} |\psi_2(\mathbf{r}, t)|^4 \hat{a}_2^\dagger \hat{a}_2^\dagger \hat{a}_2 \hat{a}_2 \quad (5.26b)$$

$$+ 2g \int d\mathbf{r} |\psi_0(\mathbf{r}, t)|^2 |\psi_1(\mathbf{r}, t)|^2 \hat{a}_0^\dagger \hat{a}_0 \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_1 + 2g \int d\mathbf{r} |\psi_0(\mathbf{r}, t)|^2 |\psi_2(\mathbf{r}, t)|^2 \hat{a}_0^\dagger \hat{a}_0 \hat{a}_2^\dagger \hat{a}_2 \quad (5.26c)$$

$$+ 2g \int d\mathbf{r} |\psi_1(\mathbf{r}, t)|^2 |\psi_2(\mathbf{r}, t)|^2 \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_1 \hat{a}_2^\dagger \hat{a}_2 \quad (5.26d)$$

$$+ g \int d\mathbf{r} \psi_0(\mathbf{r}, t)^2 \psi_1^*(\mathbf{r}, t) \psi_2(\mathbf{r}, t)^* \hat{a}_0 \hat{a}_0 \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_2^\dagger + g \int d\mathbf{r} \psi_0^*(\mathbf{r}, t)^2 \psi_1(\mathbf{r}, t) \psi_2(\mathbf{r}, t) \hat{a}_0^\dagger \hat{a}_0^\dagger \hat{a}_1 \hat{a}_2 \quad (5.26e)$$

$$+ \dots \quad (5.26f)$$

Dans ce développement, le terme 5.26a a été traité dans la section précédente et correspond aux composantes d'énergie cinétique et d'interaction avec le réseau, les termes 5.26b à 5.26d correspondent aux interactions atomiques dans les trois modes, le terme 5.26e est celui qui traduit la possibilité de création d'atomes signal et complémentaire, enfin les termes 5.26f violent de façon évidente les conservations d'énergie et d'impulsion et mènent donc à des termes nuls. Les travaux de J. Ruadel[59] montrent qu'il est possible de simplifier les termes d'interaction atomiques dans les trois modes en remplaçant E_0 par :

$$\tilde{E}_0 = E_0 - gn_0(z) \quad (5.27)$$

où $n_0(z)$ correspond au profil de densité du condensat. De sorte qu'en considérant le condensat peu déplété nous aboutissons à la forme :

$$\hat{H} = \tilde{E}_0 N_0 + E_1 \hat{n}_1 + E_2 \hat{n}_2 + g \left(\int d\mathbf{r} \psi_0(\mathbf{r}, t)^2 \psi_1^*(\mathbf{r}, t) \psi_2(\mathbf{r}, t)^* \hat{a}_0 \hat{a}_0 \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_2^\dagger + c.c \right). \quad (5.28)$$

Cet hamiltonien est identique à celui vu en optique quantique. Afin de pouvoir calculer l'intégrale apparaissant dans cette expression nous pouvons utiliser la forme des fonctions d'onde établies précédemment, deux hypothèses supplémentaires ayant été introduites par P. Dussarrat[5] pour simplifier ces calculs.

La première hypothèse est de considérer la densité du condensat comme une constante : $n_0(z) = n_0$ ce qui est une hypothèse légitime dans le cas de réseaux peu profonds comme dans notre expérience (figure 5.4). La seconde hypothèse est d'utiliser une approche perturbative et en posant

$$\kappa = \frac{gn_0}{\hbar} \quad (5.29)$$

de considérer uniquement les termes à l'ordre 1 en $\kappa t = gn_0 t / \hbar$ dans le développement de l'intégrale. Avec ces

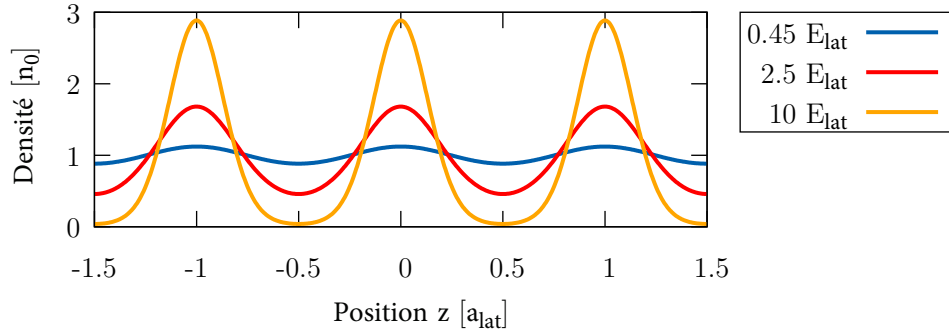


FIGURE 5.4. Tracé de la modulation de la densité atomique du condensat en fonction de la position z dans le réseau de création de paires, calculé à partir de $|\psi_q|^2$ et de l'équation 5.14 pour une quasi-impulsion $q = 0.25k_{lat}$ et trois profondeurs de réseau différentes. Les coefficients de la décomposition de ψ_q ayant été déterminés en résolvant l'équation aux valeurs propres du hamiltonien décrivant le réseau. Pour une profondeur de $0.45E_{lat}$ on peut considérer $n_0(z) = n_0$.

hypothèses on montre d'une part que l'intégrale est non nulle pour les termes signal et complémentaire vérifiant la conservation de l'énergie et de la quasi-impulsion (figure 2.6 du chapitre 2) :

$$2\vec{q}_0 \equiv \vec{q}_1 + \vec{q}_2 [2k_{lat}], \quad (5.30a)$$

$$2\tilde{E}_0 = E_1 + E_2. \quad (5.30b)$$

où nous rappelons que le condensat ayant été chargé dans la bande fondamentale du réseau, le terme \tilde{E}_0 correspond à $(E_{0,q_0} - gn_0)$ avec les notations de la section précédente (cette relation est différente de la relation d'accord de phase 2.3 du chapitre 2 uniquement parce qu'elle prend en compte la correction de champ moyen dû aux interactions atomiques). D'autre part, P. Dussarrat montre que le temps d'interaction fini du condensat avec le réseau permet également l'existence d'autres modes signal et complémentaire autour de ce couple (figure 5.5)

Ainsi, la source atomique devrait produire de façon cohérente des paires atomiques dont l'état restreint à deux modes couplés devrait s'exprimer sous la forme :

$$|\Psi\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\tanh^n(\kappa t)}{\cosh(\kappa t)} |n\rangle_1 |n\rangle_2. \quad (5.31)$$

Dans la suite du chapitre nous détaillerons la mise en place expérimentale du réseau de création de paires et procéderons à l'exploitation de données expérimentales pour étudier ce processus. Faute de suffisamment de

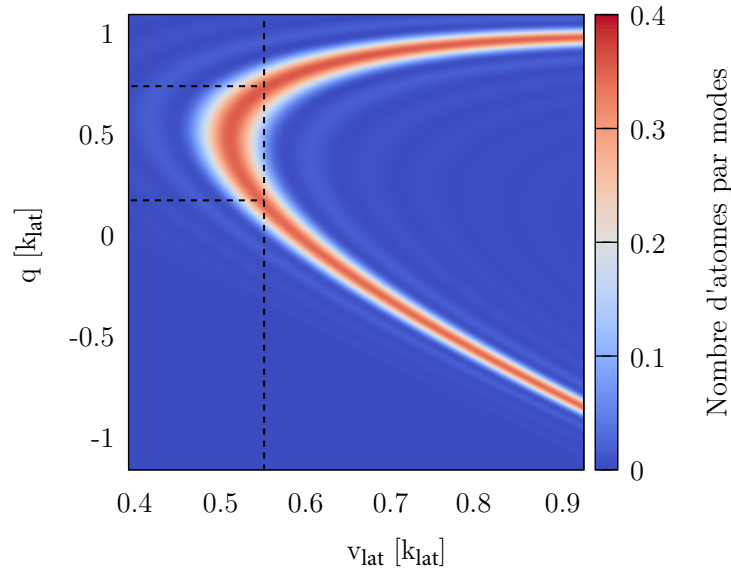


FIGURE 5.5. Nombre d'atomes par mode en fonction de la vitesse du réseau dans le référentiel du laboratoire. La ligne centrale suit la condition d'accord de phase 5.30 et l'élargissement de cette ligne est dû au temps d'interaction fini du réseau qui permet une tolérance à la conservation de l'énergie et donc un peuplement de modes proches de cette condition. Les lignes en pointillés correspondent à la vitesse typique du réseau utilisé dans le cadre de notre expérience et aux quasi-impulsion signal et complémentaire correspondant respectant l'accord de phase. Les paramètres utilisés pour cette simulation numérique sont : $L = 50\mu m$, $\kappa = 0.024E_{lat}$, $t = 590\mu s$ et $V_0 = 0.45E_{lat}$. Cette simulation est en accord avec les résultats expérimentaux reportés dans [2].

données expérimentales, nous allons nous restreindre aux propriétés locales, c'est-à-dire à l'étude de la population d'un mode à la fois, sans pouvoir exploiter les corrélations apparaissant entre deux modes couplés. Cette étude ne permet pas de conclure quant à l'émission de façon cohérente mais des résultats encourageants dans ce sens ont été obtenus lors de précédents résultats au sein de l'équipe[54].

5.3 Réalisation expérimentale

Le laser utilisé pour la création du réseau optique est un laser à 1064 nm, décalé vers le bleu de la transition $2^3S_1 \rightarrow 2^3P$. Pour chaque bras, l'amplitude du champ électrique est contrôlé au moyen de modulateurs acousto-optiques et de photo-diodes placées juste avant l'entrée dans la chambre de science. Les deux MAO sont désaccordés d'une centaine de kHz (figure 5.6) et l'interférence entre les deux faisceaux est expérimentalement vérifiée en récupérant les faisceaux à la sortie de la chambre à vide (figure 5.6) et en caractérisant le signal de battement due à la superposition de ces deux faisceaux de fréquences proches. Des lentilles sont également placés en amont de la chambre à vide afin que les faisceaux focalisent au niveau des atomes, le waist des faisceaux étant alors de $200\mu m$ pour le réseau haut et de $400\mu m$ pour le réseau bas. L'angle entre les deux faisceaux correspond à une

valeur de $2\theta = 166^\circ$ (figure 5.1).

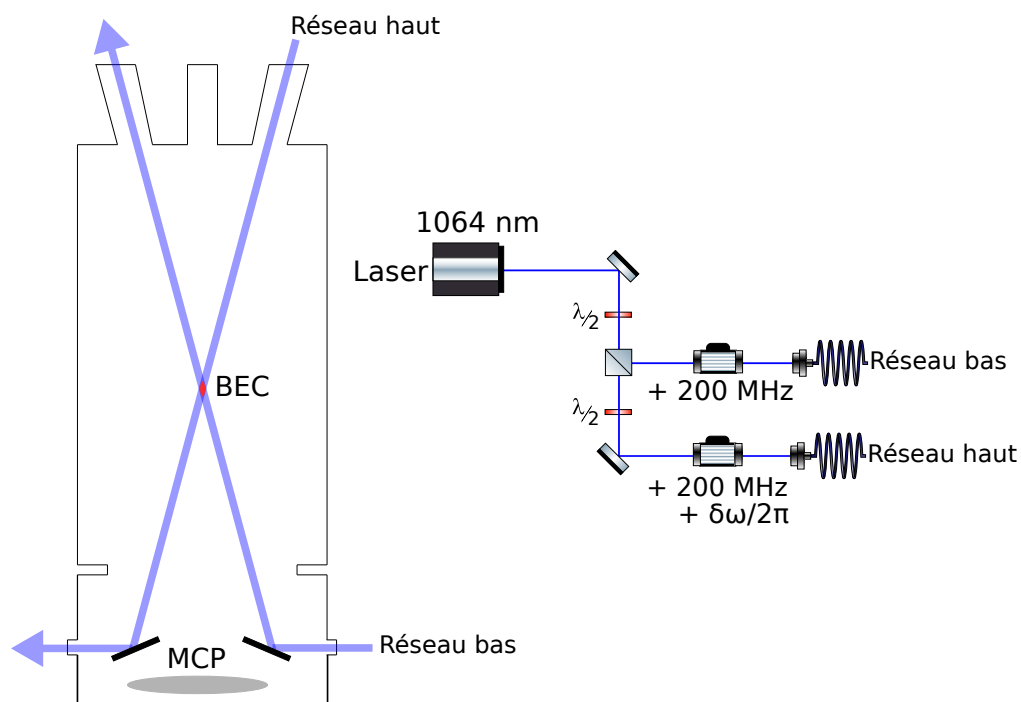


FIGURE 5.6. Représentation schématique du réseau de création de paire. À droite, un faisceau laser de longueur d'onde $\lambda = 1064$ nm est séparé en deux parties de même polarisation et dont le désaccord est contrôlé au moyen de modulateurs acousto-optique. La différence de fréquence entre les deux bras est de l'ordre de 100 kHz et la balance de puissance entre les deux bras est équilibrée. A gauche est représentée la chambre à vide avec le condensat, le MCP ainsi que les deux bras du réseau. Le condensat est maintenu immobile dans le référentiel du laboratoire grâce au piège dipolaire qui n'est pas représenté ici. Deux miroirs sous-vide permettent de récupérer les faisceaux du réseau après passage dans la chambre à vide.

5.3.1 Séquence expérimentale

Après obtention du condensat dans le piège dipolaire celui-ci est maintenu pendant que le réseau est allumé de façon adiabatique en $100 \mu s$ (en augmentant progressivement la puissance RF fournie aux modulateurs acousto-optiques). Il est ensuite maintenu à pleine puissance, de l'ordre de 60 mW par bras pendant $550 \mu s$ avant d'être éteint de façon adiabatique en $100 \mu s$ également (l'adiabaticité du chargement et de la coupure est détaillée dans la sous-section suivante). Le piège dipolaire est alors coupé brutalement et les atomes, initialement dans le sous-niveau magnétique $m = 1$ sont transférés dans le sous-niveau $m = 0$ au moyen d'un transfert Raman afin d'éviter les perturbations dues à des champs magnétiques résiduels. La séquence expérimentale est schématisée sur la figure 5.7.

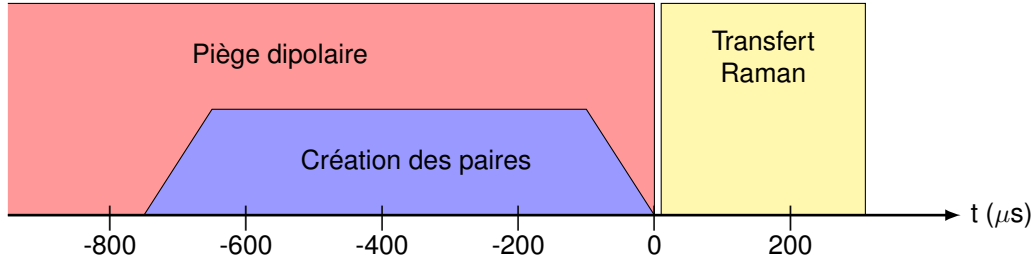


FIGURE 5.7. Schéma du déroulement expérimental pour la création des paires. En fin d'évaporation, le piège dipolaire est laissé à puissance constante pendant toute la durée du réseau de création des paires, soit $750 \mu s$ au total. Le réseau est allumé et éteint de manière adiabatique en $100 \mu s$. Après la coupure du piège, un transfert Raman est effectué en $300 \mu s$.

5.3.2 Adiabaticité du chargement

Pour charger de façon adiabatique le condensat dans le réseau, l'intensité des faisceaux lasers doit être augmentée de façon progressive pendant un temps T qui doit vérifier, avec nos paramètres expérimentaux, $T \gg 1 \mu s$ [28]. Pour s'assurer que le chargement est adiabatique, le réseau est éteint de la même façon qu'il a été allumé et nous vérifions qu'il n'y ait pas d'atomes diffractés dans des ordres supérieurs, aux impulsions $k_0 \pm 2nk_{lat}$.

5.3.3 Alignement géométrique

Du fait de la présence des miroirs sous vide et de la position des hublots sur la chambre de science (figure 5.6), l'observation des deux bras du réseau en sortie de la chambre de science garantit déjà un pré-alignement satisfaisant des faisceaux. Un faisceau à résonance avec la transition $2^3S_1 \rightarrow 2^3P$ est ensuite alternativement superposé aux bras du réseau afin de pouvoir affiner cet alignement, ce faisceau ayant un effet destructif sur le condensat pendant la séquence expérimentale. Enfin, le réglage fin met à contribution la force dipolaire répulsive exercée par le laser à 1064 nm : chaque bras est aligné indépendamment en augmentant la puissance du faisceau laser et en faisant un trou centré dans le condensat (figure 5.8).

5.3.4 Profondeur du réseau

La profondeur du réseau est déterminée par oscillation de Rabi à deux photons par transition de Bragg : lorsque la profondeur est de l'ordre de E_{lat} il est possible de peupler le premier ordre de diffraction et la population de l'ordre 0 et du premier ordre de diffraction oscillent en fonction du temps d'interaction avec le réseau [75]. La fréquence de cette oscillation nous permet de déduire la profondeur du réseau. Sur la figure 5.9 chaque bras contient une puissance optique de 144 mW , nous trouvons une profondeur de $2\hbar\Omega = 1,04 E_{lat}$ avec Ω la pulsation d'oscillation trouvée expérimentalement. La puissance dans chaque bras du réseau étant linéairement reliée à la profondeur du réseau, nous en déduisons les puissances à utiliser pour chaque profondeur souhaitée qui est de $0,45 E_{rec}$.

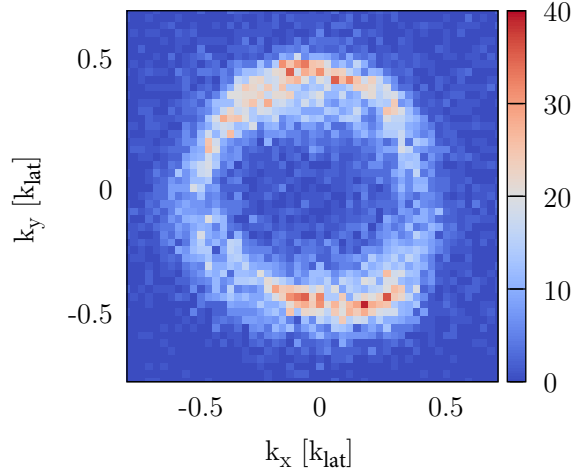


FIGURE 5.8. Image dans l'espace des impulsions (obtenue au MCP) d'un trou dans un condensat formé par un des bras du réseau de création des paires, allumé à une puissance de 200 mW pendant 100 ms après la coupure du piège dipolaire. La géométrie est la même que celle de la figure 5.6 où un seul bras du réseau est allumé, l'autre bras étant éteint. Le bras allumé est bien aligné lorsque la figure obtenue est en anneau (comme sur l'image). Le bras est décalé si la figure obtenue à une forme de croissant.

5.3.5 Désaccord des bras du réseau

Le désaccord entre les deux bras du réseau fixe la vitesse du condensat dans le référentiel du réseau d'après la relation 5.6 et la vitesse v_{lat} du condensat permet de déterminer la quasi-impulsion des paires créées d'après la figure 5.4.

Dans le cadre de notre expérience d'interférométrie, les impulsions de Bragg utilisées imposent de coupler des classes d'impulsions espacées de $0.55 v_{rec}$ d'après la relation 2.4 donnée dans le chapitre 2. Nous devons alors déterminer le désaccord du condensat afin que les modes respectant l'accord de phase soient espacés de $0.55 v_{rec}$, conformément à la relation 2.7 : la différence de fréquence correspondante est de $|\delta\omega/2\pi| = 105$ kHz. Nous pouvons vérifier expérimentalement que le désaccord fixé est le bon en mesurant ou bien le signal de battement des deux faisceaux du réseau superposés ou bien les densités atomiques des paires ainsi créées (figure 5.10).

5.4 Etude de la loi de distribution locale

Dans cette section, nous exploiterons la forme de l'état restreint à deux modes couplés donnée par la relation 5.31 pour procéder à une étude expérimentale du processus de création de paires présentée dans l'article[55]. Cet état peut encore se mettre sous la forme[73] :

$$|\psi\rangle = \sqrt{1 - |\alpha|^2} \sum_n \alpha^n |n\rangle_1 |n\rangle_2. \quad (5.32)$$

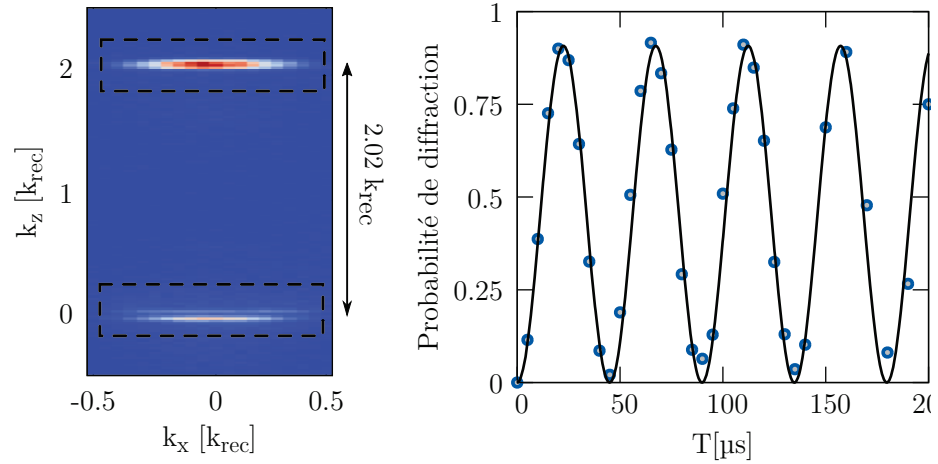


FIGURE 5.9. Détermination expérimentale de la profondeur du réseau. Le condensat est placé dans le réseau optique qui reste allumé pendant différents temps T . La profondeur est grossièrement fixée de sorte à ce que soit peuplé uniquement l'ordre 0 et l'ordre 1 de diffraction du condensat : sur la figure de gauche on mesure bien la grandeur $2k_{lat} = 2.02k_{rec}$ où k_{rec} correspond à l'impulsion de recul associée à la transition $2^3S_1 \rightarrow 2^3P$ et on vérifie également que le réseau est bien aligné avec la verticale en observant un éventuel décalage entre les ordres de diffraction selon la verticale. L'oscillation de la fraction diffractée en fonction de la durée d'application du réseau est tracée à droite : les oscillations permettent de déduire une fréquence de 22.2(2) kHz soit une profondeur de réseau de $1.04 E_{lat}$.

où $\alpha = \tanh(\kappa t)$ et 1 et 2 représentent les deux modes couplés auxquels on s'est restreint. En accord avec la relation 5.23 le nombre moyen de particules mesurés dans ces modes vaut alors :

$$N = \frac{|\alpha|^2}{1 - |\alpha|^2} \quad (5.33)$$

ce qui donne un moyen de déterminer le paramètre α à partir de données expérimentales. Enfin, la probabilité de mesurer n particules dans les modes 1 et 2 vaut

$$P(n) = (1 - |\alpha|^2)|\alpha|^{2n} = N^n / (1 + N)^{n+1}. \quad (5.34)$$

Une telle distribution de probabilité est qualifiée de distribution thermique du fait de la décroissance exponentielle de la population des modes considérés.

Dans la sous-section suivante nous justifierons l'intérêt de mener une telle étude sur la distribution de la fonction d'onde issue du processus de création de paires avant de détailler les propriétés de la distribution thermique et de présenter les résultats expérimentaux obtenus suite à cette étude.

5.4.1 Visibilité du corrélateur E

Comme souligné en introduction de ce chapitre, pour pouvoir espérer violer les inégalités de Bell il faut être en mesure de produire des états dont la fonction d'onde est de la forme 5.2 : il est donc important d'avoir un degré de

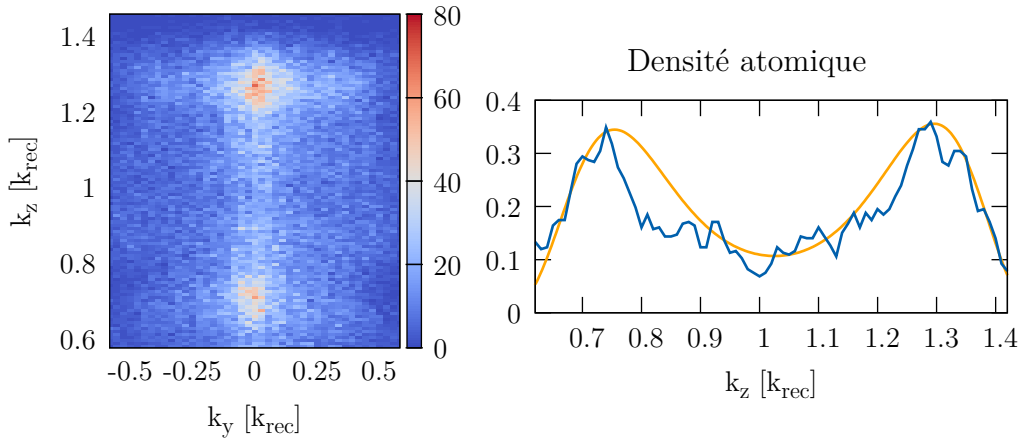


FIGURE 5.10. A gauche est tracé une carte du nombre d'atomes détectés (moyenne sur plusieurs réalisations) dans des boîtes de taille $[k_x = 0,1; k_y = 0,027; k_z = 0,008]$ (en unit de $k_{rec} = mv_{rec}/\hbar$) dans le plan (Oyz) . A droite est tracé le nombre d'atomes détectés en bleu dans des cylindres de hauteur $k_z = 0,028 k_{rec}$ et diamètre $0,042 k_{rec}$ dans le plan (Oxy) centrés sur l'axe $[k_x = 0; k_y = 0]$. Le profil jaune représente le profil théorique ajusté.

confiance suffisant sur le processus de création de paires. Toute étude nous confortant dans la justesse de notre modélisation physique est donc déterminante pour la mise en place de l'expérience interférométrique.

D'autre part, la forme 5.32 autorise, lors des cycles expérimentaux, la mesure de plus d'une particule créée dans chaque mode d'impulsion. Ces événements, non souhaités, seront d'autant plus improbables que le nombre moyen de particules mesuré N sera faible. Ces occurrences vont influencer sur la forme du corrélateur E introduit dans la relation 1.32 et le corrélateur E prendra la forme :

$$E(\theta_A, \theta_B) = V \cos(\Delta\theta - \phi) \quad (5.35)$$

avec les mêmes notations que celles du chapitre 1 : $\theta_{A,B}$ sont les phases imprimées dans les interféromètres d'Alice et de Bob, $\Delta\theta$ leur différence, ϕ le terme de phase issu du processus de création de paires. Un nouveau paramètre V appelé visibilité est ainsi introduit et prend en compte le phénomène décrit précédemment : plus le nombre moyen de particules N sera élevé, plus la visibilité sera faible. Il est possible de montrer que dans notre cas la visibilité V dépend de N via la relation[76] :

$$V = \frac{1 + N}{1 + 3N} \quad (5.36)$$

de sorte que le paramètre \mathcal{S} s'exprime sous la forme

$$\mathcal{S} = \frac{1 + N}{1 + 3N} 2\sqrt{2}. \quad (5.37)$$

Afin d'avoir un paramètre \mathcal{S} supérieur à 2 (valeur inférieure à dépasser pour exclure une théorie à variables locales cachées), il faut que la visibilité du corrélateur E soit supérieure à $1/\sqrt{2}$. Sur la figure 5.11 est tracée la variation de la visibilité V en fonction de N (cadre de gauche) de sorte que pour un nombre moyen d'atomes proche de 0.3 il

semble compromis d'espérer une violation des inégalités de Bell.

Ainsi il est primordial de pouvoir caractériser la source et d'en contrôler ces paramètres (essentiellement en contrôlant la profondeur du réseau, ou augmentant ou en diminuant son temps d'interaction avec le condensat) afin de pouvoir espérer observer une violation des inégalités de Bell.

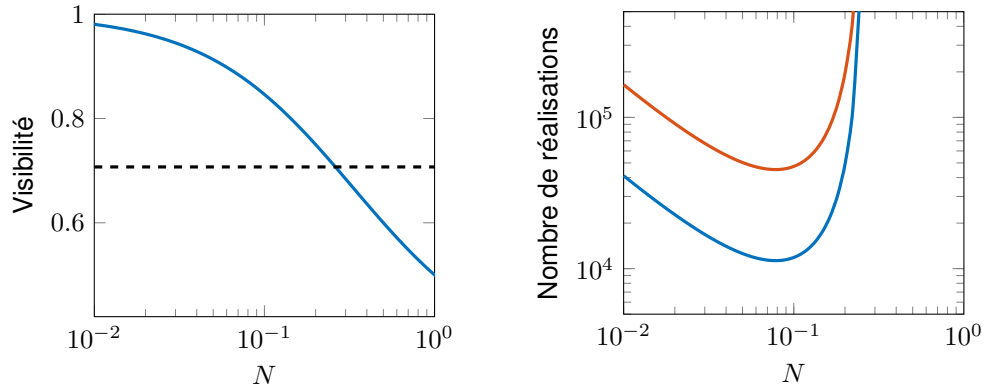


FIGURE 5.11. A gauche, tracé de la visibilité du corrélateur E en fonction du nombre moyen de particules N par mode. Le trait en pointillé correspond à la valeur seuil $1/\sqrt{2}$ correspondant à une violation des inégalités de Bell. A droite, nombre de réalisations expérimentales à effectuer en fonction de N pour violer les inégalités de Bell à 1σ (courbe bleue) ou 2σ (courbe rouge).

5.4.2 Distributions thermique, multimode thermique et poissonnienne

Nous avons vu que la fonction d'onde issue du processus de création de paires avait une distribution thermique lorsque l'étude était réduite à un seul des deux modes couplés. Dans notre étude nous serons amenés à nous intéresser à trois types de distribution dont les caractéristiques sont données dans le tableau 5.1 : la distribution thermique, la distribution multi-mode thermique (qui correspond à la superposition de plusieurs modes thermiques distincts) et la distribution poissonnienne.

Considérons une boîte B dans l'espace des impulsions de la taille typique d'un mode thermique. Conformément à ce que nous avons évoqué précédemment, nous nous attendons à observer via l'étude de la distribution de probabilité $P(n)$ une distribution thermique. Si la taille de la boîte B est plus petite que celle du mode, il est possible de montrer[47] que la distribution associée reste thermique, à condition de corriger le nombre moyen de particule émis N par un facteur correctif. Dans le cas où la taille de la boîte est plus grande que celle d'un mode, nous nous attendons à observer une distribution $P(n)$ correspondant à l'émission de plusieurs modes thermiques indépendants, puisque nous avons montré[5] que l'émission du processus de création de paires était multimode. Il faut noter que pour observer la distribution d'un unique mode thermique, il est nécessaire que le recouvrement entre les différents modes ne soit pas trop important. Enfin le tableau 5.1 présente également la distribution poissonnienne qui correspond à la distribution de probabilité du condensat et correspond à une distribution qui, comme la distribution thermique est entièrement caractérisée par le nombre moyen de particules émis N . C'est le pro-

cessus d'émission le plus simple possible : il n'est issu d'aucun processus de corrélations sous-jacent, l'émission d'une particule est complètement indépendant de l'émission d'une particule à des moments passés ou futurs ou à l'émission de particules dans un autre mode. Il est intéressant de noter également que lorsque le nombre de modes tend vers l'infini la distribution multimode tend vers une loi de Poisson, cette propriété se démontre analytiquement et peut se comprendre physiquement : lorsque le nombre de modes tend vers l'infini, il est en pratique impossible de distinguer des corrélations dans le processus d'émission.

Type de probabilité	Notation	Formule	$\langle n^2 \rangle - \langle n \rangle$
Poisson	$P_P(n)$	$\frac{N^n}{n!} e^{-N}$	N^2
Thermique	$P_T(n)$	$\frac{N^n}{(1+N)^{n+1}}$	$2N^2$
Multimode thermique	$P_{MT}(n)$	$\frac{(n+M-1)!}{n!(M-1)!} \frac{\left(\frac{N}{M}\right)^n}{\left(1+\frac{N}{M}\right)^{n+M}}$	$\left(1+\frac{1}{M}\right) N^2$

TABLE 5.1. Formulaire des lois de probabilités rencontrées dans cette section, les formules correspondent aux probabilités de mesurer n atomes pendant un cycle expérimental. Toutes les probabilités donnent en moyenne $\langle n \rangle = N$ atomes. La formule associée à l'émission multimode thermique suppose l'existence de M modes thermique indépendants, chacun de moyenne N/M .

5.4.3 Effet de la détectivité

La prise en compte du détecteur et de l'efficacité de détection modifie le comportement des distributions qui seront observés par l'expérimentateur, cette prise en compte n'est pas à négliger puisque dans notre cas la détectivité η est typiquement de l'ordre de 25%. Il est intéressant de constater que pour le cas d'une distribution thermique, la probabilité de mesurer n particules dans un mode thermique vaut[47] :

$$P_\eta(n) = (\eta N)^n / (1 + \eta N)^{n+1}, \quad (5.38)$$

correspondant à une distribution thermique où le nombre moyen de particules N dans le mode a été remplacé par ηN . De même pour une distribution poissonnienne, la distribution reste poissonnienne où le nombre moyen de particules est remplacé par ηN .

5.4.4 Traitement des données et résultats

Expérimentalement, après avoir acquis suffisamment de données expérimentales (1876 répétitions de création de paires avec les paramètres donnés dans la section précédente) nous avons reconstruit la distribution en impulsion des atomes. Lors de l'analyse des données nous avons alors pavé l'espace des impulsions en boîtes de largeur $\{\hbar\delta k_x, \hbar\delta k_y, \hbar\delta k_z\}$ qui correspondent aux largeurs utilisées pour l'expérience HOM[4] et sont donc plus petites que la largeur en impulsion des modes de la source. Ce pavage permet d'étudier 45 boîtes d'impulsions centrées autour du pic à $1.3k_{rec}$ (figure 5.10) et d'en étudier la statistique. Les boîtes ont pour largeur $\{\delta k_x, \delta k_y, \delta k_z\} = \{0.18, 0.18, 0.189\} \times k_{rec}$. Si notre modélisation physique est correcte, chacune de ces boîtes devrait avoir une distribution thermique dont le processus est entièrement caractérisé par le nombre moyen d'atomes détectés dans la boîte par séquence expérimentale.

En vue de la mise en évidence du caractère thermique de l'émission d'un mode, nous sélectionnons donc parmi ces 45 boîtes celles ayant un nombre moyen d'atomes équivalent. Les boîtes ayant un nombre moyen de particules détectées (ηN) variant de 0.08 à 0.20, nous éliminons les boîtes ayant un nombre moyen de particules inférieur à 0.135. Il s'agit de boîtes en périphérie du pic à $1.3k_{rec}$, ce qui nous conforte dans notre approche : après sélection nous nous retrouvons donc avec 18 boîtes d'impulsions.

Nous disposons donc de 18 boîtes, chacune de largeur $\{\delta k_x, \delta k_y, \delta k_z\}$. Une première étape est d'étudier la statistique d'une seule boîte, cette étude avait déjà fait l'objet de tentatives infructueuses dans l'équipe[28] et n'avait pas permis de discriminer la distribution thermique de la distribution poissonnienne. Afin d'augmenter la statistique nous avons entrepris de considérer disposer d'une boîte "moyenne" de largeur $\{\delta k_x, \delta k_y, \delta k_z\}$ constituée de la moyenne des 18 boîtes ; le nombre moyen d'atomes dans cette boîte est de 0.158. Sur la figure 5.12 nous avons tracé la probabilité de trouver $n = 0, 1, 2, \dots$ atome dans cette boîte "moyenne" par cycle expérimental, sont tracées également en traits continus les distributions thermiques et poissonnienne correspondant à un nombre moyen de particules N de 0.158, les zones colorées correspondent aux distributions ayant des nombres moyens de particules variant de 0.135 à 0.2. La courbe tracée en traits continus rouge ne correspond pas à un fit des données expérimentales : une fois le nombre moyen d'atomes détectés par cycle expérimental déterminé, la loi de probabilité $P_T(n)$ est entièrement déterminée. La correspondance entre cette courbe et les données expérimentales met bien en évidence le caractère thermique de ce processus d'émission d'atomes.

Une deuxième étape est d'étudier la boîte "macroscopique" constituée de la concaténation des 18 boîtes élémentaires. Si notre modélisation est correcte, au sein de cette boîte nous devrions retrouver un processus issu de l'émission de M modes thermiques indépendants, M étant un paramètre qui est à déterminer. Cette deuxième étude est présentée sur la figure 5.13 : en établissant un histogramme des atomes détectés dans cette boîte "macroscopique" nous pouvons calculer la probabilité de détecter $n = 0, 1, 2, \dots$ atomes au sein de cette boîte lors d'un cycle expérimental. Le nombre moyen d'atomes détectés étant de $\eta N = 2.8$ nous traçons en trait rouge la distri-

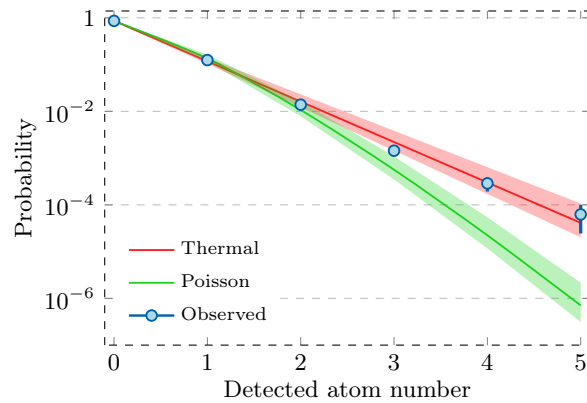


FIGURE 5.12. Résultats tiré de [55]. Tracé de la probabilité de détecter 0, 1, 2... atomes au sein d'une boîte au cours d'un cycle expérimental. La boîte considérée est en fait une boîte d'impulsion "moyenne" qui est la moyenne de 18 boîtes d'impulsion. Le nombre moyen d'atomes détectés dans cette boîte "moyenne" étant de 0.158, sont également tracées les lois de probabilités correspondantes pour une loi thermique (rouge) et une loi poissonnienne (vert). Le nombre moyen d'atomes détectés dans les 18 boîtes variant de 0.135 à 0.2, nous avons représentés en transparence les deux lois où le nombre moyen d'atomes détectés est compris entre ces valeurs.

bution thermique associée à ce nombre moyen 2.8 et en trait vert la distribution poissonnienne associée à ce même nombre. Nous observons sur la figure une nette différence entre ces modèles et les données expérimentales. En revanche nous avons également fitter ces points expérimentaux par une émission multimode thermique dont la formule est donnée dans le tableau 5.1 avec pour paramètre de fit le nombre M de modes. Nous obtenons un nombre de modes compris entre 5 et 6, le fit ayant été effectué par l'équivalent analytique de la formule figurant dans 5.1 consistant à remplacer la fonction factorielle par la fonction Γ d'Euler, des valeurs non entières de M sont possibles et nous obtenons ainsi $M = 5.6(7)$. Nous pouvons constater que la modélisation fonctionne remarquablement bien, ce qui conforte une nouvelle fois la modélisation et nous suggère la présence d'au moins 5 modes indépendants émis par notre source. Nous pouvons observer sur la figure 5.13 que la distribution multimode thermique est un processus intermédiaire entre la distribution thermique et la distribution de Poisson, pour illustrer cette tendance nous avons représenté sur la figure 5.14 le comportement de la distribution $P(n)$ pour un nombre plus important de modes.

Nous pouvons profiter de ces résultats pour revenir sur le choix des 18 boîtes sélectionnées au départ parmi les 45 boîtes originales. Il s'agit d'un compromis entre le choix de boîtes "équivalentes" en terme de nombre moyen d'atomes détectés ηN et de statistique suffisante pour exploiter les données (un choix trop sévère de restrictions de boîtes réduirait la statistique disponible). Toutefois, il apparaît que même en étant moins sévère sur la restriction des boîtes la tendance générale observée et les conclusions tirées restent inchangées, les mêmes traitements que ceux opérés précédemment ont été effectués avec différents choix de restriction de boîte et sont affichés sur la figure 5.15.

Bien que cette étude ne nous renseigne pas sur les propriétés de cohérence de la source, ces résultats nous confortent ainsi convenablement dans la modélisation physique de notre processus de création de paires et consti-

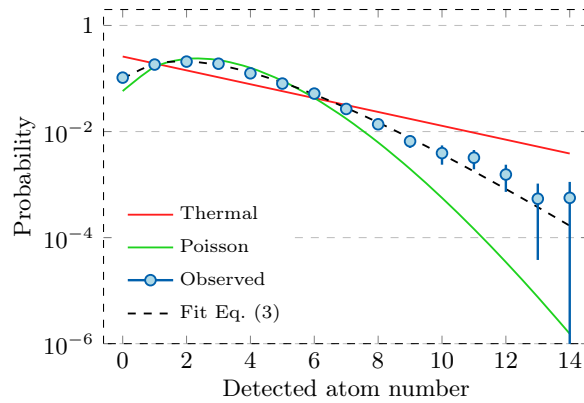


FIGURE 5.13. Résultats tiré de [55]. Tracé de la probabilité de détecter 0, 1, 2... atomes au sein de la zone représenté en vert dans la figure ?? au cours d'un cycle expérimental. Dans cette zone, sont détectés en moyenne 2.8 atomes par cycle expérimental ; par conséquent, sont également tracées les lois de probabilités correspondantes pour une loi thermique (rouge) et une loi poissonnienne (vert) ayant un nombre moyen d'atomes détectés de 2.8. En pointillés, les points expérimentaux sont fittés par une loi correspondant à l'émission de plusieurs modes thermiques indépendants. Le fit tracé correspond à $M = 5.6$ modes thermiques.

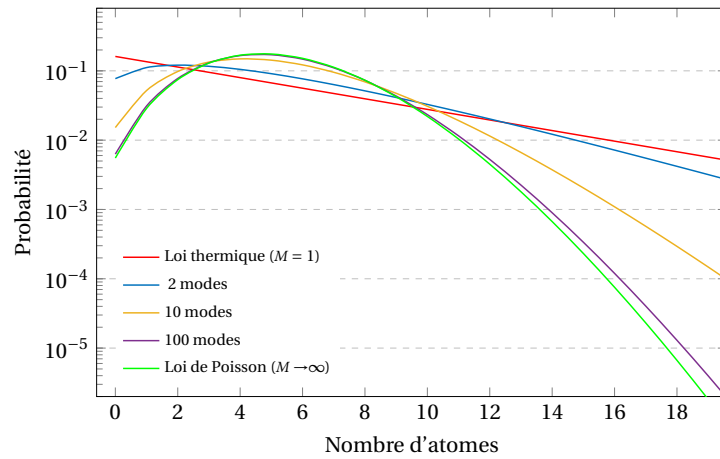


FIGURE 5.14. Distribution multimodes thermiques pour différents nombres M de modes indépendants et identiques, en ayant fixé le nombre moyen N de particules émises (chaque mode émet alors un nombre moyen N/M de particules). Pour un mode, nous retrouvons la loi thermique et pour une infinité de modes nous tendons vers la loi de Poisson.

tue une étape importante concernant le réglage du nombre moyen de particules par modes en vue d'une violation des inégalités de Bell.

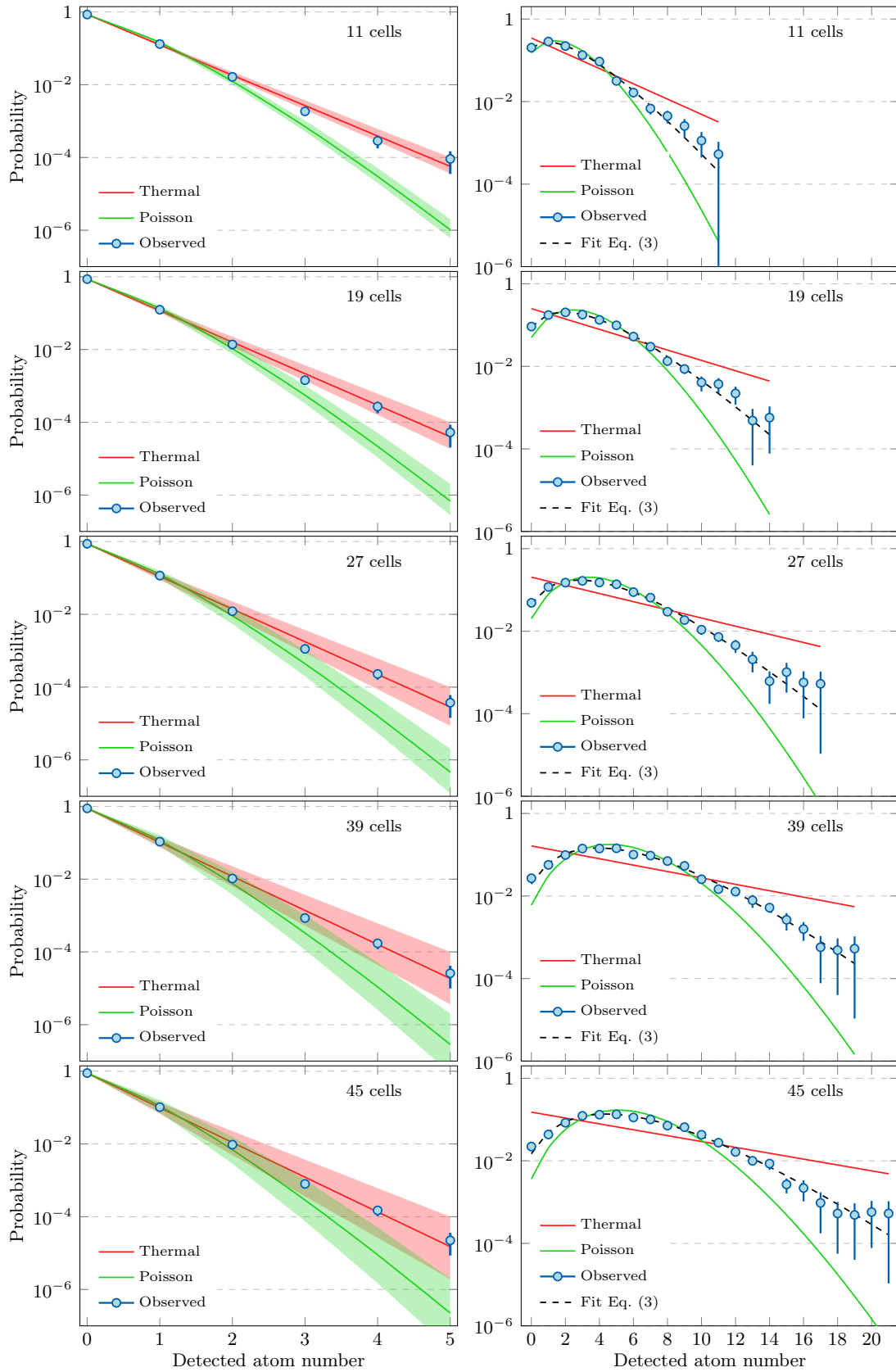


FIGURE 5.15. Traitement effectués sur les figures 5.12 et 5.13 avec différents choix de boîtes. Les tendances et conclusions tirées précédemment restent inchangées ; le choix de 18 boîtes étant néanmoins parmi ceux permettant de distinguer le plus clairement la distribution thermique de la distribution poissonnienne.

Chapitre 6

Etude de la diffraction de Bragg

La dernière étape nécessaire à la réalisation de l'interféromètre en vue d'une violation des inégalités de Bell est la mise en place d'optique à atomes. Des miroirs et lames séparatrices à atomes reposant sur la diffraction de Bragg ont été utilisées pour la réalisation de l'effet HOM atomique[4], leur principe de fonctionnement et les réglages expérimentaux sont détaillés dans la thèse[46] et seront repris dans ce chapitre. Afin de réaliser l'interféromètre présenté sur la figure 1.3 il est également nécessaire d'implémenter un contrôle des phases indépendant pour chaque paire du quadruplet d'impulsion $\{q, -p\}, \{p, -q\}$ dont une première étude théorique a été étudiée dans la thèse [47]. Afin de poursuivre cette étude, nous avons effectué des simulations numériques de l'effet de ces impulsions de Bragg sur ces quadruplets d'atomes afin de choisir la meilleur profil d'intensité et temporel des faisceaux lasers utilisés pour la diffraction de Bragg, l'essentiel de ces travaux a été entreprise par Charlie Leprince au cours de son stage ayant lieu pendant la période de confinement 2020[77].

6.1 Diffraction de Bragg à deux niveaux

6.1.1 Diffraction de Bragg et transfert d'impulsion

Le principe de la diffraction de Bragg a été résumé de façon succincte dans la section 2.3. Sa mise en place expérimentale est schématisée sur la figure 2.8 et consiste en l'interférence de deux faisceaux lasers, décalés de la transition $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_0$ de 600 MHz et formant entre eux un angle θ_B . De façon analogue aux faisceaux de création de paires (figure 5.1) des franges d'interférence sont formées à l'intersection des deux faisceaux, zone centrée expérimentalement au niveau du nuage atomique. Pour une description qualitative du phénomène physique, se référer à la section 2.3, dans cette section nous allons tenter de modéliser le phénomène en considérant l'évolution des trois états schématisés sur la figure 2.10 : $|f, p\rangle, |e, p + \hbar k\rangle, |f, p + 2\hbar k\rangle$ où l'état fondamental représente l'état métastable 2^3S_1 , l'état excité correspondant à l'état 2^3P_0 . La relation 2.4 établit la relation entre $\hbar k, \theta_B$ et p_B

l'impulsion de Bragg.

Pour déterminer l'état $|\psi(t)\rangle$ d'un atome à chaque instant on s'intéresse à l'évolution du système donnée par l'équation de Schrödinger :

$$i\hbar \frac{d|\psi\rangle}{dt} = \hat{H}|\psi\rangle \quad (6.1)$$

Le hamiltonien se décompose en deux termes, le premier terme indépendant de la présence du réseau correspondant aux termes d'énergie interne et d'impulsion de l'atome :

$$\hat{H}_0 = \hbar\omega_f |f\rangle\langle f| + \hbar\omega_e |e\rangle\langle e| + \frac{\hat{p}^2}{2m} \quad (6.2)$$

où $\hbar\omega_f$ et $\hbar\omega_e$ sont définis comme l'énergie interne de l'atome dans l'état fondamental et dans l'état excité respectivement, et un second terme décrivant l'interaction avec le réseau :

$$\hat{H}_I = -\hat{d} \cdot \hat{E} \quad (6.3)$$

où \hat{d} est l'opérateur dipôle électrique et \hat{E} le champ électrique. L'opérateur \hat{d} dans la base $|f\rangle, |e\rangle$ se met sous la forme :

$$\hat{d} = \begin{pmatrix} 0 & \vec{d} \\ \vec{d}^* & 0 \end{pmatrix} \quad (6.4)$$

et le champ électrique s'écrit :

$$\vec{E} = E_1 \cos(kz \sin(\theta_B/2) + kx \cos(\theta_B/2) - \omega_1 t + \phi_1) \vec{e}_y + E_2 \cos(-kz \sin(\theta_B/2) + kx \cos(\theta_B/2) - \omega_2 t + \phi_2) \vec{e}_y \quad (6.5)$$

de sorte que l'on puisse définir les pulsations de Rabi à un photon :

$$\Omega_n = -\frac{\langle f | \hat{d} \cdot \vec{e}_y E_n e^{i\Phi_n} | e \rangle}{2\hbar} \quad (6.6)$$

avec $n = 1$ ou 2 . La phase Φ_n comprend les phases propres des lasers et la dépendance de la phase selon x du champ électrique, qui n'intervient pas dans le problème. En injectant l'expression du champ électrique (6.5) dans le Hamiltonien (6.3) et à l'aide de la relation de fermeture $I d = |f\rangle\langle f| + |e\rangle\langle e|$, on obtient :

$$\begin{aligned} \hat{H}_I = & \left(\hbar\Omega_1^* \left[e^{i(k\hat{z} - \omega_1 t)} + e^{-i(k\hat{z} - \omega_1 t)} \right] + \hbar\Omega_2^* \left[e^{i(k\hat{z} + \omega_2 t)} + e^{-i(k\hat{z} + \omega_2 t)} \right] \right) |e\rangle\langle f| \\ & + \left(\hbar\Omega_1 \left[e^{i(k\hat{z} - \omega_1 t)} + e^{-i(k\hat{z} - \omega_1 t)} \right] + \hbar\Omega_2 \left[e^{i(k\hat{z} + \omega_2 t)} + e^{-i(k\hat{z} + \omega_2 t)} \right] \right) |f\rangle\langle e| \end{aligned} \quad (6.7)$$

En décomposant l'état d'impulsion $|p\rangle$ dans la base des états de positions, on voit qu'une onde plane de vecteur

d'onde k agit sur un état d'impulsion $|p\rangle$ en lui transférant son impulsion selon la relation :

$$e^{ik\hat{z}}|p\rangle = |p + \hbar k\rangle \quad (6.8)$$

L'opérateur $e^{ik\hat{z}}$ correspond ainsi à une translation de $\hbar k$ dans l'espace des impulsions. Un processus élémentaire à deux photons couple donc les états $|f, p\rangle$, $|e, p + \hbar k\rangle$ et $|f, p + 2\hbar k\rangle$. On considérera dans un premier temps que seuls ces trois états sont accessibles, ce qui revient à supposer que le couplage n'est efficace qu'entre ces trois niveaux. Dans cette base $\mathcal{B} = \{|f, p\rangle, |e, p + \hbar k\rangle, |f, p + 2\hbar k\rangle\}$, on peut écrire le Hamiltonien de propagation libre sous la forme :

$$\hat{H}_0 = \begin{pmatrix} \hbar\omega_f + \frac{p^2}{2m} & 0 & 0 \\ 0 & \hbar\omega_e + \frac{(p+\hbar k)^2}{2m} & 0 \\ 0 & 0 & \hbar\omega_f + \frac{(p+2\hbar k)^2}{2m} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_0 & 0 & 0 \\ 0 & E_1 & 0 \\ 0 & 0 & E_2 \end{pmatrix} \quad (6.9)$$

De même le Hamiltonien d'interaction s'écrit :

$$\hat{H}_I = \hbar \begin{pmatrix} 0 & \Omega_1 e^{i\omega_1 t} + \Omega_2 e^{-i\omega_2 t} & 0 \\ \Omega_1^* e^{-i\omega_1 t} + \Omega_2^* e^{i\omega_2 t} & 0 & \Omega_1^* e^{i\omega_1 t} + \Omega_2^* e^{-i\omega_2 t} \\ 0 & \Omega_1 e^{-i\omega_1 t} + \Omega_2 e^{i\omega_2 t} & 0 \end{pmatrix} \quad (6.10)$$

On peut décomposer dans la base \mathcal{B} le vecteur d'état $|\psi(t)\rangle$ sous la forme :

$$|\psi(t)\rangle = C_0 e^{-iE_0 t/\hbar} |f, p\rangle + C_1 e^{-iE_1 t/\hbar} |e, p + \hbar k\rangle + C_2 e^{-iE_2 t/\hbar} |f, p + 2\hbar k\rangle \quad (6.11)$$

l'indice n des coefficients C_n correspond à l'état auquel on a transféré une impulsion $n\hbar k$. En utilisant les Hamiltoniens (6.9) et (6.10), et en injectant le vecteur d'état (6.11) dans l'équation de Schrödinger, on obtient ainsi le système d'équations suivant :

$$\begin{cases} \dot{C}_0 = -i (\Omega_1 e^{-i\Delta t} + \Omega_2 e^{-i(\Delta+\omega_1+\omega_2)t}) C_1 \\ \dot{C}_1 = -i (\Omega_1^* e^{i\Delta t} + \Omega_2^* e^{i(\Delta+\omega_1+\omega_2)t}) C_0 - i (\Omega_1^* e^{i(\Delta+\omega_1+\omega_2+\delta)t} + \Omega_2^* e^{i(\Delta+\delta)t}) C_2 \\ \dot{C}_2 = -i (\Omega_1 e^{-i(\Delta+\delta+\omega_1+\omega_2)t} + \Omega_2 e^{-i(\Delta+\delta)t}) C_1 \end{cases} \quad (6.12)$$

où l'on a posé :

$$\Delta = \frac{E_1 - E_0}{\hbar} - \omega_1 \quad (6.13)$$

et

$$\delta = \omega_1 - \omega_2 - \frac{E_2 - E_0}{\hbar} \quad (6.14)$$

La pulsation δ est égale au décalage entre la différence de pulsations des deux champs électriques et la différence de pulsation entre les niveaux d'énergie E_2 et E_0 . En remplaçant E_2 et E_0 par leurs définitions données par 6.9 et en notant p l'impulsion initiale, on trouve la relation :

$$\hbar\delta = \hbar(\omega_1 - \omega_2) - \left(\frac{\hbar^2 k_B^2}{2m} + \frac{\hbar k_B}{m} p \right) \quad (6.15)$$

Lorsque $\delta = 0$ on retrouve la relation de résonance (6.16) :

$$\hbar(\omega_1 - \omega_2) = \frac{\hbar^2 k_B^2}{2m} + \frac{\hbar k_B}{m} p. \quad (6.16)$$

Le réseau optique communique ainsi aux atomes de la classe d'impulsion p (réglable par les fréquences des lasers) une impulsion $\hbar k_B$, fixée par l'angle entre les faisceaux. Pour adresser une classe d'impulsion particulière, il faut appliquer une différence de fréquence entre les bras du réseau qui dépend de cette impulsion.

6.1.2 Approximations

Pour simplifier le système précédent et résoudre le problème, certaines approximations sont appliquées :

- Approximation séculaire : on néglige les termes en ω_1 et ω_2 qui oscillent très rapidement devant les autres termes (on a en effet $\omega_{1,2} \approx 2\pi \times 2,7 \cdot 10^{14}$ Hz alors que Δ est de l'ordre de $2\pi \times 600$ MHz) et ne fixent pas la dynamique temporelle des coefficients C_n .
- Pulsation Δ grande devant les autres : on considère que Δ , qui vaut $2\pi \times 600$ MHz sur l'expérience, est prépondérante devant les autres pulsations caractéristiques du problème à savoir δ (que l'on étudie sur une gamme de l'ordre de quelques dizaines de kHz) et $\Omega_{1,2}$ (de l'ordre du MHz).
- Intensités égales : les deux faisceaux ont la même intensité, si bien qu'ils ont la même pulsation de Rabi, soit $|\Omega_1| = |\Omega_2|$. $\Omega_{1,2}$ peuvent éventuellement dépendre du temps.

Dans le cadre de l'approximation séculaire, le système d'équations (6.12) devient :

$$\begin{cases} \dot{C}_0 = -i\Omega_1 e^{-i\Delta t} C_1 \\ \dot{C}_1 = -i\Omega_1^* e^{i\Delta t} C_0 - i\Omega_2^* e^{i(\Delta+\delta)t} C_2 \\ \dot{C}_2 = -i\Omega_2 e^{-i(\Delta+\delta)t} C_1 \end{cases} \quad (6.17)$$

On peut alors se ramener à l'étude d'un système à deux niveaux en montrant que le niveau excité est faiblement peuplé : pour cela on intègre \dot{C}_1 par parties entre un instant $t = 0$ où les faisceaux sont éteints et l'état excité non peuplé et un instant t quelconque. En ne conservant que les termes d'ordre 1 en Ω/Δ , on obtient :

$$C_1(t) = -\frac{\Omega_1^*}{\Delta} e^{i\Delta t} C_0(t) - \frac{\Omega_2^*}{\Delta} e^{i(\Delta+\delta)t} C_2(t) \quad (6.18)$$

On a bien $|C_1(t)| \ll 1$. On réinjecte cette expression dans le système (6.17) et on obtient le système suivant, mis sous forme matricielle :

$$\begin{pmatrix} \dot{C}_0(t) \\ \dot{C}_2(t) \end{pmatrix} = i \begin{pmatrix} \frac{|\Omega_1|^2}{\Delta} & \frac{\Omega_1 \Omega_2^*}{\Delta} e^{i\delta t} \\ \frac{\Omega_1^* \Omega_2}{\Delta} e^{-i\delta t} & \frac{|\Omega_2|^2}{\Delta} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_0(t) \\ C_2(t) \end{pmatrix} \quad (6.19)$$

Si l'on redéfinit les amplitudes de probabilité complexes par $C'_n(t) = C_n(t) e^{i|\Omega|^2 t/\Delta}$, on obtient le système d'équations couplées :

$$\begin{pmatrix} \dot{C}'_0(t) \\ \dot{C}'_2(t) \end{pmatrix} = i \begin{pmatrix} 0 & \frac{\Omega_R}{2} e^{i\delta t} \\ \frac{\Omega_R^*}{2} e^{-i\delta t} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C'_0(t) \\ C'_2(t) \end{pmatrix} \quad (6.20)$$

où l'on a introduit la pulsation de Rabi à deux photons :

$$\Omega_R = 2 \frac{\Omega_1 \Omega_2^*}{\Delta} \quad (6.21)$$

Cette pulsation est proportionnelle à la profondeur du réseau de Bragg appliqué. C'est le système (6.20) qui détermine la probabilité que l'atome se trouve ou bien dans l'état d'impulsion initial $|f, p\rangle$ ou bien dans l'état $|f, p + 2\hbar k\rangle$ auquel on a transféré une impulsion $2\hbar k$ à l'aide d'un processus à deux photons. Les équations obtenues restent valables si la pulsation de Rabi à deux photons dépend du temps.

En résumé, on peut faire passer l'atome d'un état d'impulsion à un autre à l'aide d'une transition à deux photons. Grâce aux hypothèses évoquées précédemment, il est possible de modéliser le transfert d'impulsion par un système à deux niveaux couplé par des oscillations de Rabi. Le Hamiltonien effectif du système s'écrit, dans la base \mathcal{B} :

$$\hat{H}_{eff} = \begin{pmatrix} E_0 - \frac{\hbar|\Omega_R|}{2} & -\frac{\hbar\Omega_R}{2} e^{i\delta t} e^{i(E_2-E_0)t/\hbar} \\ -\frac{\hbar\Omega_R^*}{2} e^{-i\delta t} e^{-i(E_2-E_0)t/\hbar} & E_2 - \frac{\hbar|\Omega_R|}{2} \end{pmatrix} \quad (6.22)$$

6.1.3 Résolution analytique dans le cas d'un pulse porte

Le système (6.20) peut se résoudre analytiquement dans le cas où Ω_R et δ sont constants entre les instants $t = 0$ et $t = T$, ce qui correspond au cas où on allume les lasers entre ces deux instants, tout en gardant leur

intensité constante et leurs fréquences constantes. On appellera dans la suite ce type de pulse un pulse "porte". À partir du système (6.20) on déduit l'expression de $\dot{C}_0(t)$ en fonction de $C_2(t)$ et celle de $\dot{C}_2(t)$ en fonction de $C_0(t)$. Après manipulation de ces expressions, on obtient une équation différentielle d'ordre 2 portant sur un seul des coefficients :

$$\ddot{C}_n + i\epsilon\delta\dot{C}_n + \frac{|\Omega_R|^2}{4}C_n = 0 \quad (6.23)$$

avec $\epsilon = -1$ si $n = 0$ et $\epsilon = +1$ si $n = 2$. En résolvant ces deux équations découplées en tenant compte des conditions initiales, on obtient la relation :

$$\begin{pmatrix} C_0(t) \\ C_2(t) \end{pmatrix} = U(t) \begin{pmatrix} C_0(0) \\ C_2(0) \end{pmatrix} \quad (6.24)$$

avec

$$U(t) = \begin{pmatrix} \left[\cos\left(\frac{\Omega t}{2}\right) - i\frac{\delta}{\Omega}\sin\left(\frac{\Omega t}{2}\right) \right] e^{\frac{i\delta t}{2}} & i\frac{\Omega_R}{\Omega}\sin\left(\frac{\Omega t}{2}\right) e^{\frac{i\delta t}{2}} \\ i\frac{\Omega_R^*}{\Omega}\sin\left(\frac{\Omega t}{2}\right) e^{-\frac{i\delta t}{2}} & \left[\cos\left(\frac{\Omega t}{2}\right) + i\frac{\delta}{\Omega}\sin\left(\frac{\Omega t}{2}\right) \right] e^{-\frac{i\delta t}{2}} \end{pmatrix} \quad (6.25)$$

où l'on a posé $\Omega = \sqrt{|\Omega_R|^2 + \delta^2}$. Si on suppose qu'à l'instant $t = 0$ l'atome est dans l'état fondamental $|f, p\rangle$, la probabilité de passer dans l'état $|f, p + 2\hbar k\rangle$ est donc $|\langle f, p + 2\hbar k | \psi(t) \rangle|^2 = |C_2(t)|^2 = |U_{1,2}|^2$. Cette probabilité est tracée en fonction du temps pour plusieurs valeurs de désaccord δ sur la figure 6.1. Elle oscille dans le temps à une période de $2\pi/\Omega$.

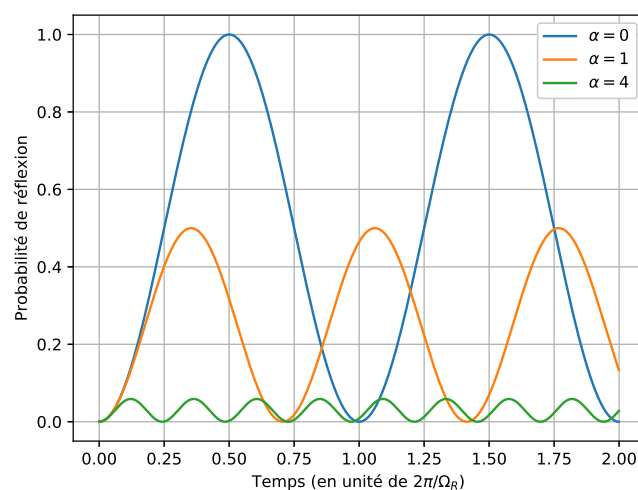


FIGURE 6.1. Probabilité de réflexion d'un atome de l'état d'impulsion p à l'état d'impulsion $p + 2\hbar k$ en fonction du temps d'application du réseau de Bragg, pour différents désaccords $\delta = \alpha \Omega_R$ avec Ω_R fixée.

Pour des durées d'application du réseau particulières, il est possible de faire passer les atomes dont la classe d'impulsion est résonante ($\delta = 0$) vers une superposition cohérente des états $|f, p\rangle$ et $|f, p + 2\hbar k\rangle$ ou bien de façon certaine vers l'état $|f, p + 2\hbar k\rangle$ uniquement :

- Si $\Omega_R T = \pi$ (pulse " π "), les atomes résonants passent dans l'état $|f, p + 2\hbar k\rangle$ avec une probabilité de 1.
- Si $\Omega_R T = \pi/2$ (pulse " $\pi/2$ "), les atomes résonants passent dans l'état $|f, p\rangle + |f, p + 2\hbar k\rangle$, c'est-à-dire qu'un atome a une probabilité 1/2 de se retrouver dans chaque état à la fin du pulse.

On voit ainsi que selon les caractéristiques que l'on choisit pour le réseau (durée T d'application, profondeur Ω_R du réseau), les faisceaux agissent sur les atomes comme le feraient des éléments optiques sur des photons : un pulse π est l'analogue d'un miroir et un pulse $\pi/2$ est l'analogue d'une séparatrice 50/50. Plusieurs classes d'impulsions étant en jeu pour la mise en place de l'interféromètre, il faut également déterminer la façon dont les atomes non résonants réagissent à de tels pulses. Si δ est non nul les états finaux déterminés précédemment ne sont plus les mêmes : les probabilités de réflexion pour un pulse π et un pulse $\pi/2$ sont représentées sur la figure 6.2, obtenues numériquement à l'aide de la relation (6.24). Comme attendu plus le désaccord δ est grand, plus la probabilité de transition tend vers 0. D'autre part la largeur à mi-hauteur de la courbe est plus importante pour un pulse $\pi/2$ que pour un pulse π , ce qui met en évidence que plus le temps d'application du réseau est long, plus il sera sélectif en impulsion.

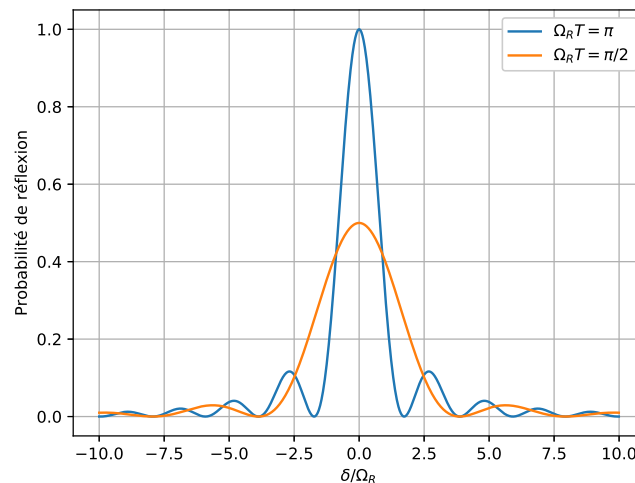


FIGURE 6.2. Probabilité de réflexion en fonction du désaccord adimensionné pour un pulse π et un pulse $\pi/2$.

Si cette étude a permis d'établir le principe de la diffraction de Bragg, nous verrons dans la sous-section 6.2.1 qu'il est nécessaire de revenir sur certaines hypothèses et notamment sur la restriction à un système à trois niveaux.

6.2 Généralisation multi-niveaux

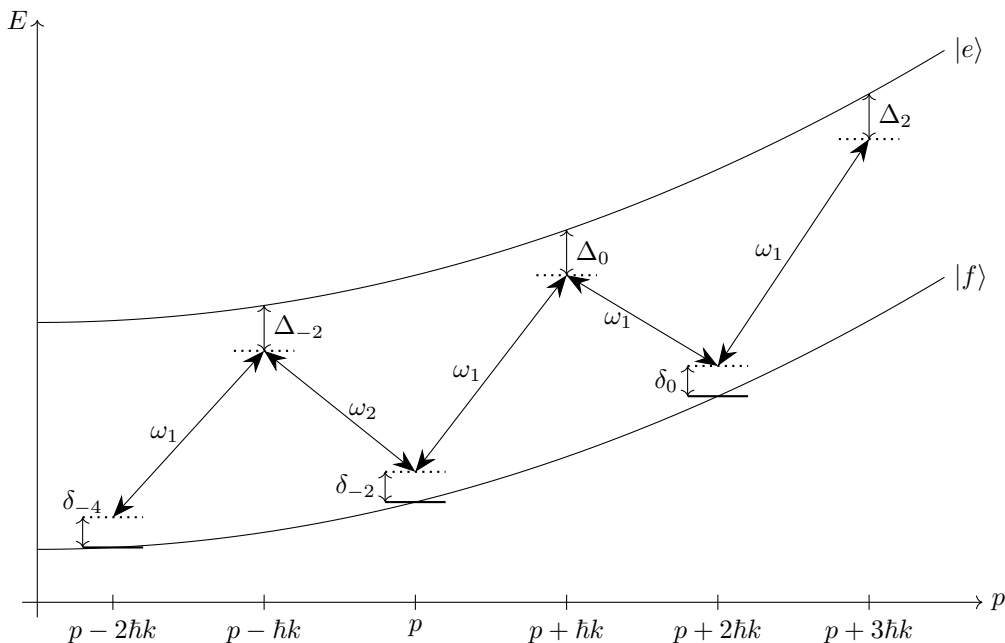


FIGURE 6.3. Représentation schématique du transfert d'impulsion multi-niveaux par diffraction de Bragg.

Dans le développement précédent, on n'a considéré que les états $|f, p\rangle$, $|e, p + \hbar k\rangle$ et $|f, p + 2\hbar k\rangle$. Dans ce qui suit en suivant les calculs développés dans [47], on va revenir sur cette hypothèse et établir une généralisation multi-niveaux. On considère ainsi les états $|f, p + n\hbar k\rangle$ et $|e, p + n'\hbar k\rangle$ où n est pair et n' est impair. n et n' représentent le nombre de photons échangés depuis le niveau fondamental et correspondent ainsi au nombre de fois que l'on a transféré une impulsion $\hbar k$ aux atomes. n et n' peuvent être négatifs, indiquant que l'impulsion doit être retranchée. Pour simplifier les notations on note $|n\rangle = |f, p + n\hbar k\rangle$ ou $|n\rangle = |e, p + n\hbar k\rangle$ selon que n est pair ou impair. On restreint arbitrairement la base $\mathcal{B}' = \{|n\rangle\}$ considérée à un sous-ensemble d'états en prenant $n_i \leq n \leq n_f$ (on prend n_i et n_f pairs).

On reprend alors le développement précédent, en partant des Hamiltoniens (6.2) et (6.5) qui sont inchangés et en considérant tous les états de la base \mathcal{B}' . Dans cette base, et toujours à l'aide de la relation (6.8), le Hamiltonien s'écrit :

les pulsations $\omega_{1,2}$ des lasers sont prépondérantes et ne régissent donc pas la dynamique du système, la pulsation prépondérante est ensuite le désaccord Δ , supérieur d'au moins deux ordres de grandeur à toutes les autres pulsations. Le terme Ω_R représentant le couplage entre le réseau et les atomes, nous souhaitons déterminer un critère sur sa valeur permettant de s'assurer que l'approximation à deux niveaux reste valable, les diffractions vers les autres ordres n'étant pas souhaitable pour la réalisation de notre interféromètre. Pour fixer les idées nous nous appuierons sur l'étude des pulses portes.

Pulsation	Valeur (rad/s)
$\omega_{1,2}$	$2\pi \times 3.10^{14}$
Δ	$2\pi \times 6.10^8$
$\Omega_{1,2}$	$2\pi \times 1.10^6$
δ_0	$0 - 2\pi \times 2.10^4$
Ω_r	$2\pi \times 3,2.10^3$
Ω_R	$2\pi \times 5.10^3$

TABLE 6.1. Ordres de grandeurs typiques des pulsations utilisées sur l'expérience

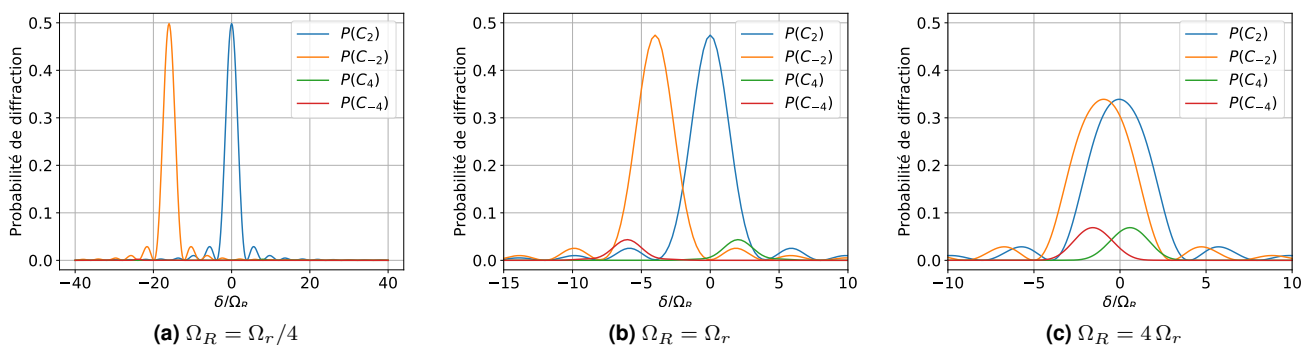


FIGURE 6.4. Probabilités de diffraction vers les ordres supérieurs de diffraction d'un atome initialement dans l'ordre 0 en fonction du désaccord pour différentes valeurs de Ω_R . Le pulse utilisé est un pulse porte $\pi/2$. Pour des valeurs de Ω_R de l'ordre de Ω_r les diffractions vers les ordres différents de 2 sont non négligeables.

Pour cela, partons du système multi-niveaux 6.31 que nous tronquons pour ne prendre en compte que les ordres $n = 4, -2, 2$ et 4 . À l'aide d'une résolution numérique pour différentes valeurs de Ω_R et partant de l'état initial constitué uniquement d'atomes dans l'état d'impulsion $|0\rangle$, nous pouvons tracer ainsi les probabilités de diffraction $|C_n|^2$ en fonction du désaccord δ pour un pulse $\pi/2$ (figure 6.4). Pour T fixé, on observe que si la pulsation de Rabi Ω_R est faible devant la pulsation de recul Ω_r alors il n'y a pas de recouvrement entre les profils de transition vers les ordres 2 et -2. Les probabilités de transition vers les ordres supérieurs sont alors nuls et on peut considérer que l'approximation à deux niveaux est très bien vérifiée sur une plage de désaccord étendue, variant de $\delta = -10\Omega_R$ à $\delta = +10\Omega_R$ (soit une plage de désaccord de l'ordre de $5\Omega_r$ dans le cas de la figure 6.4a où $\Omega_R = \Omega_r/4$). Lorsque

Ω_R est augmenté, le recouvrement entre les probabilités de diffraction n'est plus négligeable si bien que le profil de réflectivité diminue, même à résonance, et les ordres de diffraction supérieurs sont de plus en plus peuplés (figures 6.4b et 6.4c).

Pour se conforter dans cette observation, nous reprenons cette simulation en fixant le désaccord $\delta = 0$ et en balayant cette fois Ω_R/Ω_r sur quelques ordres de grandeur. Ceci étant fait sur la figure 6.5, on observe qu'au-delà de $\Omega_R = \Omega_r$ la réflectivité chute drastiquement tandis que les états supérieurs sont peuplés. Lorsqu'il y a égalité, la probabilité de réflexion vaut 0,47.

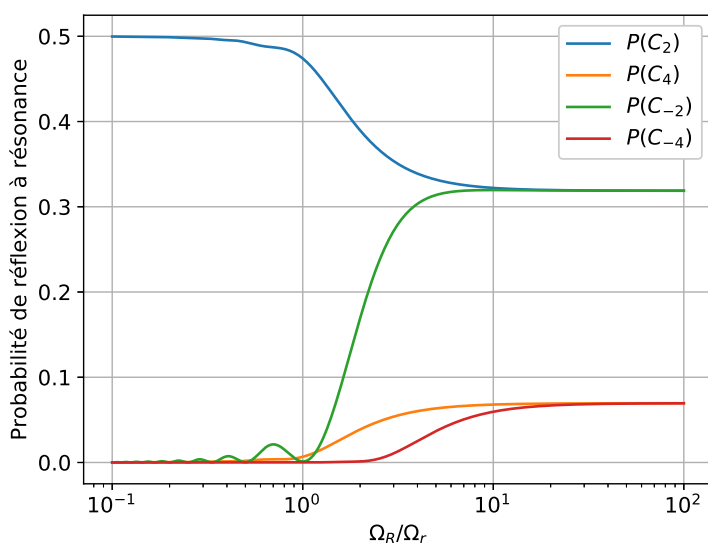


FIGURE 6.5. Probabilités de diffraction vers les ordres supérieurs de diffraction d'un atome initialement dans l'ordre 0 pour un désaccord nul ($\delta = 0$) en fonction de Ω_R . Le pulse utilisé est un pulse porte $\pi/2$. On retrouve les conclusions données pour la figure 6.4 : dès que Ω_R est de l'ordre de Ω_r les diffractions vers les ordres différents de 2 sont non négligeables.

6.2.2 Développement perturbatif dans le cas d'un couplage faible

Le Hamiltonien d'interaction du problème ainsi ramené aux états $\{|f, p + n\hbar k\rangle\}$ (avec n pair) est égal à la matrice de l'équation (6.31) dans la base \mathcal{B}' , à un facteur $i\hbar$ près. Il est possible d'obtenir une expression analytique des coefficients C_n en traitant ce Hamiltonien de couplage comme une perturbation, ces expressions ne seront pas valides dans le cadre de notre expérience mais nous servira de point de départ dans le cadre de simulations numériques afin de choisir des pulses de Bragg différents de pulses portes.

Considérons le cas où initialement tous les atomes sont dans l'état $|f, p\rangle$, c'est-à-dire $C_0 = 1$ et $C_n = 0$ pour $n \neq 0$. On choisit l'instant initial à la limite $t \rightarrow -\infty$ et l'instant final à la limite $t \rightarrow \infty$. Pour déterminer l'état du

système à l'état final, on déduit de l'équation (6.31) la relation :

$$C_n(t \rightarrow \infty) = \frac{i}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} C_{n-2}(t) \Omega_R^*(t) e^{-i\delta_{n-2}t} dt + \frac{i}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} C_{n+2}(t) \Omega_R(t) e^{i\delta_n t} dt \quad (6.35)$$

Comme les pulses considérés ont une durée finie, avoir défini les instants initiaux et finaux comme $t = \pm\infty$ n'est pas contraignant puisque seule la contribution non nulle de la pulsation de Rabi à deux photons entre $t = 0$ et $t = T$ intervient dans le résultat final. On peut considérer que la population de l'état $|0\rangle = |f, p\rangle$ est prépondérante : $|C_n(t)| \ll |C_0(t)| \approx 1$. En particulier, pour $n = 2$, on peut donc négliger $|C_4(t)|$ devant $|C_0(t)| \approx 1$ afin d'obtenir une expression analytique du coefficient $C_2(t)$ à l'état final :

$$C_2(t \rightarrow \infty) \approx \frac{i}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \Omega_R^*(t) e^{-i\delta_0 t} dt \quad (6.36)$$

On remarque que ce traitement perturbatif permet d'exprimer le coefficient C_2 à l'aide de la transformée de Fourier de la pulsation de Rabi à deux photons :

$$C_2(t \rightarrow \infty) \approx \frac{i}{2} \text{TF} [\Omega_R^*(t)] \{\delta_0\} \quad (6.37)$$

où l'on a défini la transformée de Fourier par :

$$\text{TF} [f(t)] \{\omega\} = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) e^{-i\omega t} dt \quad (6.38)$$

Si l'on revient sur l'étude du coefficient $|C_2|^2$ représenté sur la figure 6.2, on peut comprendre l'allure de la courbe observée à l'aide de cette relation (bien que les hypothèses faites juste au-dessus ne soient pas vérifiées) : le profil de C_2 en fonction du désaccord est proportionnel à la transformée de Fourier temporelle de la pulsation de Rabi. Ω_R a été choisi constant entre $t = 0$ et $t = T$, et la transformée de Fourier d'une telle fonction porte est un sinus cardinal. La probabilité de réflexion $|C_2|^2$ a donc une allure de sinus cardinal au carré. On retrouve également le fait que plus le temps d'application du réseau est long, plus l'épaisseur de sa transformée de Fourier en fonction du désaccord est faible, et donc plus le transfert sera efficace sur une faible plage d'impulsion. On peut réitérer le processus pour calculer successivement les coefficients d'ordre supérieur en négligeant $|C_{n+2}(t)|$ devant $|C_{n-2}(t)|$ dans le cas où n est positif et $|C_{n-2}(t)|$ devant $|C_{n+2}(t)|$ dans le cas où n est négatif. Ce faisant, on aboutit aux relations :

$$C_{2m}(t \rightarrow \infty) \approx \prod_{\ell=0}^{m-1} \left[\left(\frac{i}{2} \right)^{\ell+1} \text{TF} [\Omega_R^*(t)] \{\delta_0 - 4\ell \Omega_r\} \right] \quad (6.39)$$

$$C_{-2m}(t \rightarrow \infty) \approx \prod_{\ell=1}^m \left[\left(\frac{i}{2} \right)^\ell \text{TF} [\Omega_R(t)] \{-\delta_0 - 4\ell \Omega_r\} \right] \quad (6.40)$$

On voit ainsi que l'amplitude du coefficient C_{2m} dépend du recouvrement entre les $m - 1$ répliques de la transformée de Fourier de la pulsation de Rabi à deux photons, décalées les unes des autres par une pulsation $4\Omega_r$. La probabilité de réaliser un transfert d'impulsion vers les ordres de diffraction supérieurs à 2 au cours d'un pulse π ou d'un pulse $\pi/2$ va donc dépendre du rapport entre la pulsation de recul Ω_r (fixée dans notre expérience) et la pulsation de Rabi Ω_R qui fixe la largeur de la transformée de Fourier.

Ce développement perturbatif, s'il n'est valable que pour une pulsation de Rabi à deux photons Ω_R faible devant Ω_r (auquel cas le couplage est très peu efficace) ou pour des temps courts, permet donc toutefois de se forger une intuition sur l'allure des coefficients C_n en fonction du désaccord δ_0 .

6.3 Impulsions Bragg adaptées

6.3.1 Position du problème

Pour réaliser l'interféromètre présenté dans la figure 1.3 il faut pouvoir mettre en œuvre des optiques pour atomes pour des couples d'impulsion $\{-p, q\}$ et $\{-q, p\}$. L'étude menée précédemment impose que les modes couplés soient séparés de la même impulsion :

$$|(-p) - q| = |(-q) - p| = \hbar k_B. \quad (6.41)$$

Comme vu dans le chapitre précédent, en calibrant correctement la vitesse du réseau qui sera déduite de la figure 5.5, nous pouvons choisir les modes résonants, noté $\{-p_0, p_0\}$ dans le référentiel du condensat, de la condition d'accord de phase 5.30 de sorte que $|(-p_0) - p_0| = \hbar k_B$. Ces modes seront également les modes résonants pour la diffraction de Bragg (correspondant à $\delta = 0$). En accord avec l'étude menée par P. Dussarrat[5] et la figure 2.7 en choisissant des modes p et q symétriques par rapport à p_0 , les modes $-q - p$ étant alors symétriques par rapport à $-p_0$, la condition 6.41 est vérifiée. Ce choix d'impulsion est schématisé sur la figure 6.6. Afin d'effectuer les simulations numériques, la taille d'un mode a été fixée à 2 mm/s en accord avec la taille déterminée par une expérience du type Hong-Ou-Mandel. Comme plusieurs modes sont créés de part et d'autre de la résonance p_0 , il est possible d'en sélectionner plusieurs lors d'une expérience d'interférométrie et de faire du multiplexage, à la manière de la mesure effectuée dans l'article [54].

Une fois ces quadruplets d'impulsions choisis, nous pouvons observer l'effet des optiques à atomes utilisés lors de l'expérience Hong-Ou-Mandel de l'article [54] sur ces impulsions. Il s'agit de deux pulses portés présentés dans la sous-section 6.1.3 : un pulse miroir ($\Omega_R = 2\pi \times 5000$ Hz, $T = \pi/\Omega_R$) et un pulse séparatrice ($\Omega_R = 2\pi \times 5000$ Hz, $T = \pi/(2\Omega_R)$). Les profils de réflectivité et de phase sont tracés sur la figure 6.7 en fonction du désaccord, un

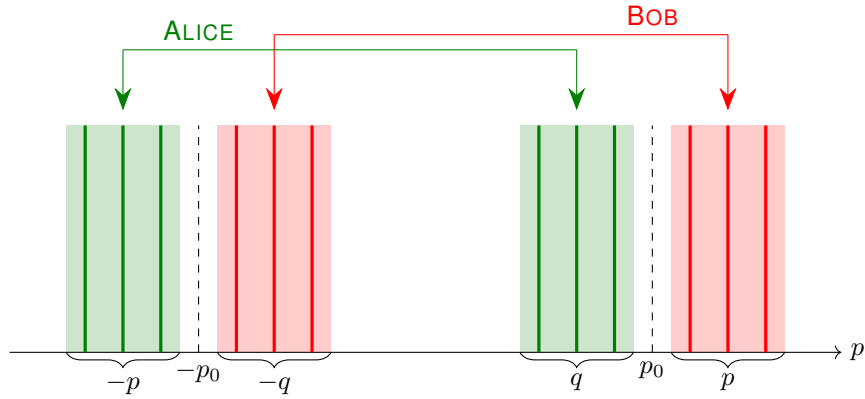


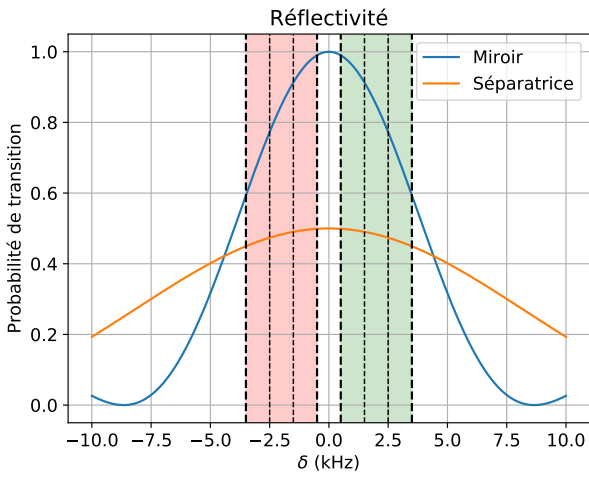
FIGURE 6.6. Représentation schématique des modes d'impulsion considérés. Chaque trait vertical correspond à un mode émis par la source. Les impulsions $\{-p_0, p_0\}$ correspondent aux impulsions respectant la condition d'accord de phase pour la création de paires dans le référentiel du condensat. Elle a été calibrée de sorte à avoir $2p_0 = \hbar k_B$. Par la suite les fréquences des faisceaux Bragg sont réglées de sorte à avoir $\delta = 0$ pour ce couple d'impulsion. Les notations utilisées pour les impulsions sont en accord avec la figure 1.3.

écart à la résonance $\Delta p > 0$ en impulsion se traduisant par un désaccord $\delta < 0$ d'après l'équation 6.15 reliant désaccord et impulsion. Ces résultats ont été obtenus à l'aide d'une simulation résolvant le système (6.20). Le profil de réflectivité est donné par le module au carré du coefficient de réflexion C_2 . On considèrera que la phase imprimée par le réseau aux atomes est égale à la phase du coefficient de réflexion C_2 pour le pulse miroir (les atomes transmis par le miroir sont des atomes perdus), et à la différence entre la phase du coefficient de réflexion C_2 et le coefficient de transmission C_0 pour le pulse séparatrice.

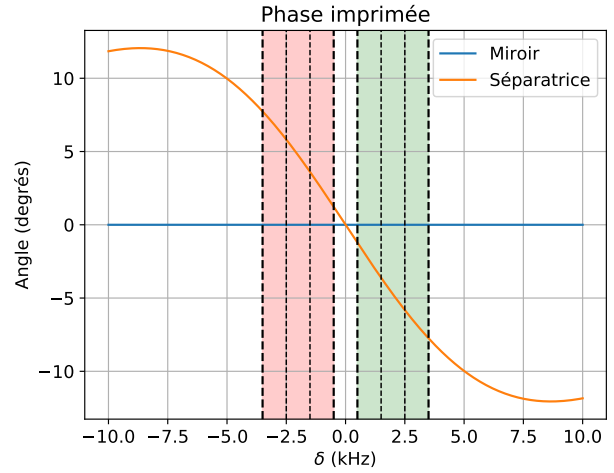
À partir de ces simulations nous pouvons observer que la phase imprimée sur les atomes pendant le miroir est nulle, en revanche la réflectivité chute considérablement de sorte que pour les classes d'impulsions considérées on ne puisse plus considérer l'élément comme un miroir. Pour la séparatrice, bien que le profil de réflectivité soit globalement plat, la phase imprimée dans les boîtes varie et n'est pas contrôlable. L'objectif de ces simulations a donc été de trouver des formes analytiques de pulses vérifiant les conditions suivantes :

- un profil de réflectivité plat sur les boîtes correspondant aux modes considérés (avec une réflectivité à 1 pour le miroir et à 0.5 pour la séparatrice) ;
- une phase imprimée par le miroir plate sur toute la plage de désaccord considérée et une phase imprimée par la séparatrice plate sur les boîtes résonantes avec le doublet $\{-p, q\}$ d'une part et sur les boîtes résonantes avec le doublet $\{-q, p\}$ d'autre part ;
- une différence de phase imprimée par la séparatrice entre le doublet $\{-p, q\}$ et le doublet $\{-q, p\}$ contrôlable facilement.

Pour cela, ayant établi précédemment la relation 6.37 liant le profil de réflectivité et la transformée de Fourier de $\omega_R(t)$, nous avons cherché des profils de $\omega_R(t)$ satisfaisants. La relation 6.21 liant ω_R aux champs électriques \vec{E}_1



(a) Profil de réflectivité en fonction du désaccord.



(b) Profil de phase imprimée par le réseau de Bragg aux atomes en fonction du désaccord.

FIGURE 6.7. Profil de réflectivité et de phase du miroir et de la séparatrice utilisée dans [54]. Les boîtes rouges correspondent à la classe d'impulsion p et les boîtes vertes à la classe d'impulsion q . La phase imprimée correspond à la différence de phase entre les atomes réfléchis et transmis par l'élément optique (dans le cas du miroir il s'agit de la phase du coefficient de réflexion, les atomes non réfléchis du fait de l'imperfection du miroir étant considérés comme perdus).

et \vec{E}_2 permet alors expérimentalement d'obtenir des formes arbitraires de pulsation de Rabi à l'aide de modulateurs acousto-optiques, influant sur l'amplitude et la phase du champ électrique [78].

6.3.2 Pulse en sinus cardinal

Dans le but d'avoir un profil de réflectivité plat sur une large gamme de désaccord, il est naturel au vu de la conclusion de la sous-section précédente de s'intéresser à des impulsions Bragg en forme de sinus cardinal, dont la transformée de Fourier est une porte. En écrivant le pulse Bragg sous la forme :

$$\Omega_R(t) = \begin{cases} \Omega_M \frac{\sin(\Omega_S(t - T/2))}{\Omega_S(t - T/2)} & \text{si } t \in [0, T] \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (6.42)$$

les paramètres Ω_M (profondeur du réseau), T (durée d'application du réseau) et Ω_S (pulsation du sinus cardinal) sont libres et sont ceux que l'on va chercher à déterminer à l'aide des critères énoncés précédemment.

Commençons par fixer Ω_S de sorte à ne scanner que les deux autres paramètres ensuite. Afin d'en avoir un ordre de grandeur, nous pouvons utiliser la relation 6.36 en injectant l'expression de Ω_R pour $\delta_0 = 0$:

$$C_2(t \rightarrow \infty) \approx \frac{i}{2} \int_{-T/2}^{T/2} \Omega_M \frac{\sin(\Omega_S(t - T/2))}{\Omega_S(t - T/2)} dt \quad (6.43)$$

qui après simplification de l'intégrale se réécrit sous la forme :

$$C_2(t \rightarrow \infty) \approx \frac{i\Omega_M}{\Omega_S} \text{Si} \left(\frac{\Omega_S T}{2} \right) \quad (6.44)$$

où l'on a introduit la fonction sinus intégral notée Si :

$$\text{Si}(x) = \int_0^x \frac{\sin t}{t} dt \quad (6.45)$$

Le graphe de la fonction sinus intégral est donné sur la figure 6.8, cette fonction tend rapidement vers $\pi/2$ dès lors que x est assez grand. Pour les pulses miroir et séparatrice, $C_2(t \rightarrow \infty)$ étant de l'ordre de l'unité, on voit que le rapport $\frac{\Omega_M}{\Omega_S}$ doit être du même ordre de grandeur. Pour les simulations numériques les valeurs de Ω_S ont donc été fixées de la façon suivante :

- pour un miroir ($\alpha = 1$) il a été choisi $\Omega_S = \Omega_M$;
- pour une séparatrice ($\alpha = 1/2$) il a été choisi $\Omega_S = 2\Omega_M$.

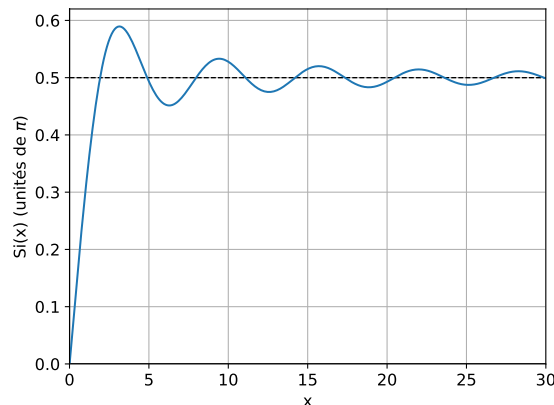


FIGURE 6.8. Graphe de la fonction Sinus intégral.

Ces conditions nous permettent de choisir le paramètre Ω_S . Dans la suite, on va chercher à balayer les valeurs de T et Ω_M de façon à répondre au cahier des charges en termes de réflectivité et de phase, si toutefois nous n'avons pas trouvé de valeurs satisfaisantes pour ces deux dernières paramètres, il nous aurait fallu faire un choix plus judicieux pour Ω_S .

6.3.3 Miroir

À partir de la résolution du système (6.20), on peut calculer les profils de réflectivité en faisant varier les paramètres du pulse sinus cardinal : nous souhaitons qu'elle soit la plus proche de 1 possible sur la plage de désaccord

correspondant aux modes d'impulsion générés par le réseau de création de paires. Les paramètres sont modifiés en gardant à l'esprit que la largeur du profil de réflectivité est fixée par la profondeur Ω_M du réseau : plus Ω_M est grand, plus la largeur de la résonance est importante. Par ailleurs, l'allure du profil de réflectivité est fixée par le produit $\Omega_M \times T$: plus ce produit est grand, plus la réflectivité est "plate" proche de la résonance. On cherche donc à avoir Ω_M et T les plus grands possibles tout en respectant les contraintes énumérées précédemment. De manière à lisser le profil de réflectivité obtenu à partir d'un sinus cardinal tronqué (car appliqué pendant une durée finie) comme celui que l'on utilise, on multiplie le sinus cardinal par une fonction de fenêtrage qui va permettre une apodisation du profil de réflectivité. Pour réduire le temps d'application du réseau afin de s'assurer que les atomes restent cohérents pendant la durée d'application du pulse, la fenêtre d'apodisation est réduite temporellement par rapport à la durée totale du pulse : ce choix semble raisonnable du fait que les faibles variations temporelles de la pulsation de Rabi à deux photons au début et à la fin du pulse sinus cardinal n'ont pas une grande influence sur l'allure du profil de réflectivité obtenu du fait de leur faible amplitude.

Le pulse miroir s'écrit donc finalement :

$$\Omega_R(t) = \begin{cases} \Omega_M \text{sinc}(\Omega_S(t - T/2)) \times \sin^\beta \left(\frac{\pi(t - T_c)}{T - 2T_c} \right) & \text{si } t \in [T_c, T - 2T_c] \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (6.46)$$

où l'on a réduit la durée effective d'application du pulse de T à $T - 2T_c$. Avec $\Omega_M = 2\pi \times 7500$ Hz et $T = 2.0$ ms, on obtient un pulse temporel (figure 6.9) à partir duquel on peut déduire la réflectivité (figure 6.10a) et la phase (figure 6.10b) en fonction du désaccord sur la plage qui nous intéresse. Les paramètres choisis résultent d'un compromis entre le meilleur profil de réflectivité (qui impose T et Ω_M grands) et les contraintes liées à la cohérence et à la diffraction vers les ordres supérieurs (qui imposent T et Ω_M petits). En particulier, Ω_M est deux fois supérieur à Ω_r si bien que la diffraction vers les ordres non considérés n'est pas négligeable. Une étude menée en résolvant le problème pour un système à plus de deux niveaux à l'aide du système (6.31) a permis de montrer que $\Omega_M = 2\pi \times 7500$ Hz est une valeur optimale : en dessous de cette valeur le profil de réflectivité est plus étroit, au-dessus de cette valeur la réflectivité s'abaisse du fait de la diffraction vers les ordres -2 et 4 . Enfin, les paramètres β et T_c ont été déterminés de façon à respecter au mieux le cahier des charges. On choisit ainsi $\beta = 2$ (fenêtrage de type Hann) et $T_c = 300 \mu s$ (ce qui réduit la durée effective du pulse de $600 \mu s$).

Les résultats tiennent compte des ordres de diffraction $-4, -2, 0, 2$ et 4 . L'impulsion Bragg miroir ne communique pas de phase aux atomes réfléchis, sauf lorsque l'on s'éloigne de la résonance et que les ordres de diffraction autres que 0 et 2 commencent à être peuplés de façon significative. La phase moyenne au sein de chaque boîte de désaccord positif est de $-0.4^\circ, -1.7^\circ$ et -4.7° . Le profil de réflectivité obtenu est meilleur que celui obtenu avec le pulse porte décrit précédemment mais toutefois pas totalement plat. Si le profil de réflectivité ne ressemble pas à la transformée de Fourier du pulse, c'est parce que l'approche perturbative qui permet de relier les deux est très mal

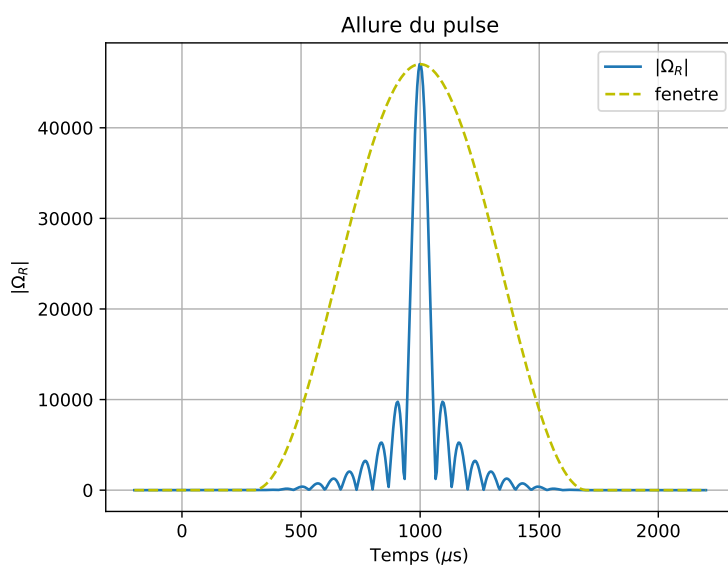
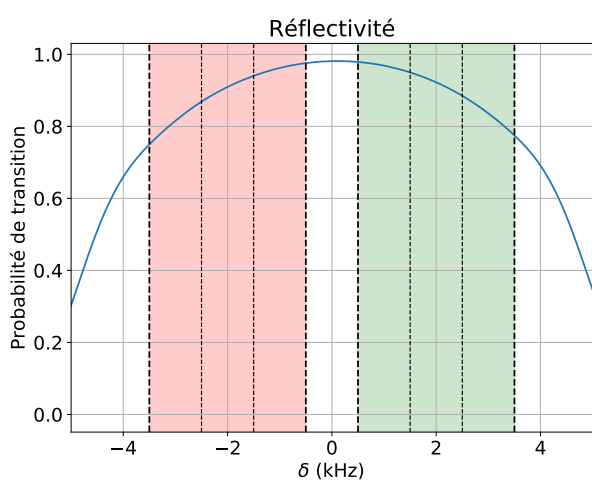
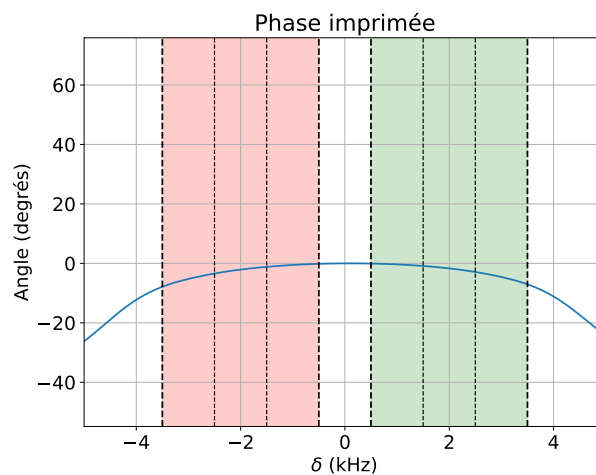


FIGURE 6.9. Impulsion Bragg miroir en fonction du temps. L'allure de la fenêtre d'apodisation est tracée en pointillés.



(a) Profil de réflectivité en fonction du désaccord.



(b) Profil de phase imprimée par le réseau de Bragg aux atomes en fonction du désaccord.

FIGURE 6.10. Réflectivité et phase obtenues pour l'impulsion Bragg miroir.

vérifiée lorsque la population d'atomes réfléchis est importante. La moyenne de réflectivité au sein de chaque boîte vaut respectivement 0.97, 0.92 et 0.83 et l'écart pic à pic au sein de chaque boîte est respectivement de 0.03, 0.06 et 0.10.

Au terme de l'analyse menée par Charlie Leprince, c'est cette forme de pulse qui nous satisfait le plus pour l'application d'un miroir commun à tous les modes d'impulsion.

6.3.4 Séparatrice

La réflectivité de la séparatrice doit être la plus proche de 0.5 possible pour les modes d'impulsion générés par le réseau de création de paires. La phase communiquée par le réseau aux doublets $\{-q, p\}$ et $\{-p, q\}$ doit être différente et contrôlable expérimentalement. La stratégie adoptée consiste à envoyer sur les atomes la somme de deux pulses en sinus cardinal, dont l'un serait résonant avec la paire $\{-q, p\}$ et l'autre avec la paire $\{-p, q\}$. En introduisant une phase statique entre ces deux pulses on pourrait alors contrôler la phase relative entre ces paires de modes et ainsi créer une séparatrice qui permette de jouer sur la phase entre les voies d'Alice et de Bob.

Le pulse séparatrice choisi s'écrit donc sous la forme :

$$\Omega_R(t) = \begin{cases} \Omega_M \operatorname{sinc}(\Omega_S(t - T/2)) \times \left(e^{\frac{i\Omega_D(t-T/2)}{2}} + e^{\frac{-i\Omega_D(t-T/2)}{2} + i\theta} \right) \times \sin^\beta \left(\frac{\pi(t - T_c)}{(T - 2T_c)} \right) & \text{si } t \in [T_c, T - 2T_c] \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (6.47)$$

Comme pour le pulse miroir on multiplie le pulse par une fenêtre d'apodisation qui permet à la fois de lisser le profil de réflectivité et de réduire la durée effective d'application du pulse. Le paramètre Ω_D correspond à l'écart de désaccord entre les deux sinus cardinal s'adressant respectivement aux modes p et q . C'est l'angle θ que l'on peut choisir et qui va induire la différence de phase relative souhaitée. Le pulse choisi revient, à un facteur de phase global prêt, à moduler un sinus cardinal par un terme oscillant à la pulsation Ω_D avec une phase à l'origine $-\theta/2$.

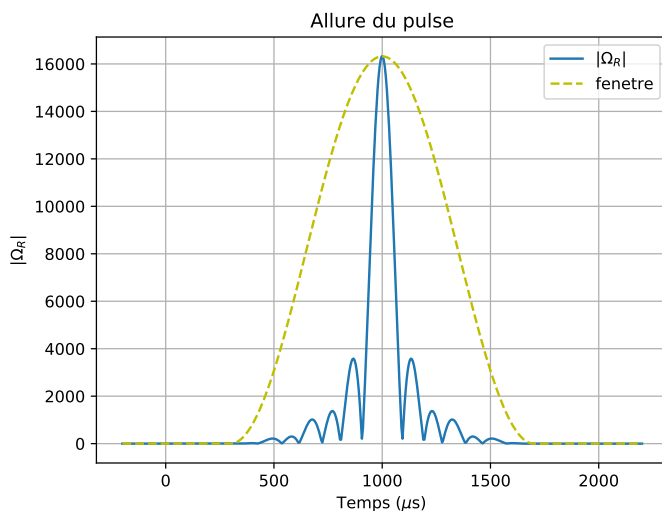


FIGURE 6.11. Impulsion Bragg séparatrice en fonction du temps pour $\theta = 0$. L'allure de la fenêtre d'apodisation est tracée en pointillés.

En faisant varier les valeurs des différents paramètres, on détermine que les caractéristiques du pulse pour lesquelles les profils de réflectivité et de phase sont les plus satisfaisants : $\Omega_M = 2\pi \times 1300$ Hz, $T = 2.0$ ms, $\Omega_D = 2\pi \times 5400$ Hz, $\beta = 2$, $T_c = 300$ μ s. Comme énoncé précédemment, le profil de réflectivité est d'autant plus

plat que le produit $\Omega_M T$ est grand. Les valeurs de Ω_D et Ω_M sont choisies de manière à obtenir deux profils de réflectivité larges mais sans recouvrement entre les modes p et q . L'allure temporelle du pulse séparatrice ainsi choisi est tracé sur la figure 6.11 pour $\theta = 0$. Les profils de réflectivité et de phase sont tracés sur les figures 6.12 et 6.13 en fonction du désaccord pour plusieurs valeurs de θ à partir de la résolution numérique du système (6.20). Dans la mesure où Ω_M est inférieur à Ω_r , l'approximation à deux niveaux est bien vérifiée, ce qui est confirmé par une résolution prenant en compte les autres ordres de diffraction sur laquelle on voit que la réflectivité et la phase sont inchangées sur la plage de désaccord qui nous intéresse.

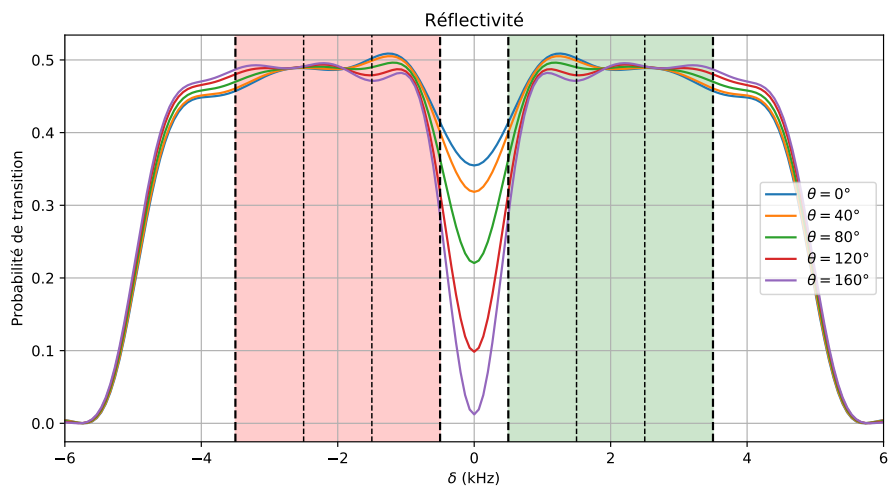


FIGURE 6.12. Profil de réflectivité en fonction du désaccord pour plusieurs valeurs de θ .

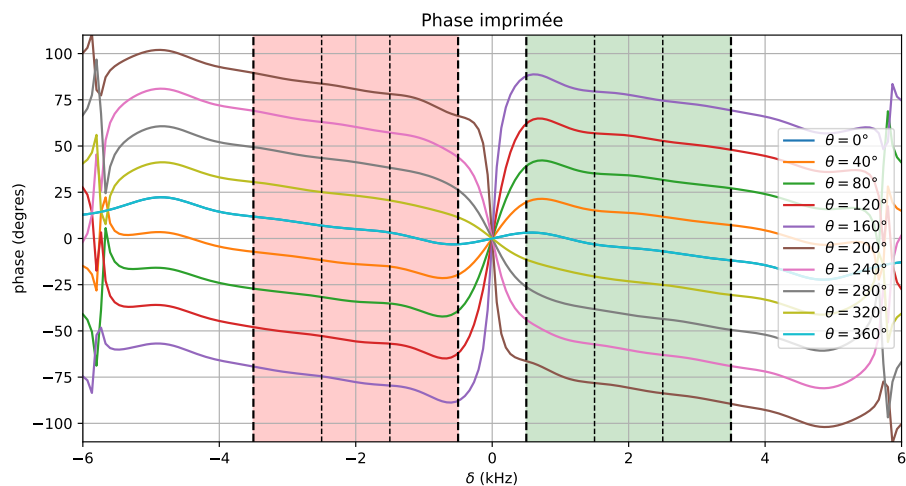


FIGURE 6.13. Profil de phase imprimée par le réseau en fonction du désaccord pour plusieurs valeurs de θ .

Le profil de réflectivité dépend peu de la valeur de θ et reste proche de 0.5 sur chacune des boîtes. La moyenne

de réflectivité au sein de chaque boîte vaut respectivement 0.47, 0.49 et 0.47 et l'écart pic à pic au sein de chaque boîte est respectivement de 0.07, 0.01 et 0.02 : ce profil de réflectivité répond à nos critères. Le profil de phase obtenu confirme qu'avec ce type de pulse, on peut appliquer une certaine différence de phase entre le doublet $\{-q, p\}$ (en rouge) et le doublet $\{-p, q\}$ (en vert) correspondant aux deux voies de l'interféromètre et la variation de phase pic à pic au sein d'une boîte, de l'ordre de 4° , nous satisfait. Pour s'assurer que l'angle θ choisi correspond bien à l'écart de phase entre les deux voies, on trace la différence $\Delta\phi$ entre la moyenne de la phase imprimée au sein de deux boîtes symétriques, et ce pour les trois boîtes considérées (figure 6.14). La boîte 1 est la boîte centrée sur $\delta = 2\pi \times 1$ kHz, la boîte 2 est la boîte centrée sur $\delta = 2\pi \times 2$ kHz et la boîte 3 est la boîte centrée sur $\delta = 2\pi \times 3$ kHz. Les barres d'erreurs correspondent à la variation pic à pic de phase au sein de la boîte considérée.

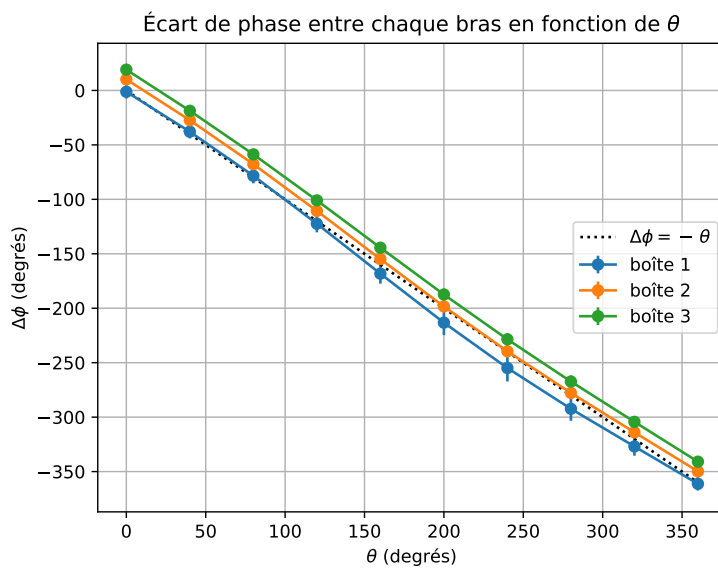


FIGURE 6.14. Profil de phase imprimée par le réseau en fonction du désaccord pour plusieurs valeurs de θ .

On voit une bonne corrélation entre l'angle θ et l'écart de phase entre les voies d'Alice et de Bob, pour les trois boîtes considérées. Le coefficient de corrélation calculé à partir d'une régression linéaire de chacune des courbes donne respectivement $r_1^2 = 0.998$ pour la boîte 1, $r_2^2 = 0.987$ pour la boîte 2 et $r_3^2 = 0.962$ pour la boîte 3. Un tel pulse en "sinus cardinal à deux fréquences" permet donc bien de contrôler la phase entre les voies de l'interféromètre tout en assurant des valeurs correctes de réflectivité.

Conclusion

Le chapitre 1 permet de comprendre l'intérêt d'une violation des inégalités de Bell avec des atomes corrélés en impulsion. Nous y découvrons notamment une source d'inspiration dans l'expérience faite par Rarity et Tapster [42]. Adapter cette expérience au cas des atomes de la façon décrite dans le chapitre 2 est ce qui nous a guidé tout au long de ce manuscrit.

Dans cette quête, nous avons dû repousser les limites de notre montage expérimental. Plusieurs pistes explorées dans les chapitres 3 et 4 sont en cours pour réduire le cycle expérimental, le stabiliser et augmenter le signal de détection.

Les études expérimentales, numériques et théoriques préliminaires sur la faisabilité d'une expérience de type Rarity-Tapster avec notre dispositif expérimental, constituent le reste du manuscrit. Les résultats obtenus sont très encourageants.

L'étude de la source d'atomes corrélés, par une mesure de sa distribution, donne une nouvelle preuve en faveur du modèle de type amplificateur paramétrique multi-mode. Ce résultat, présenté dans le chapitre 5, vient s'ajouter aux études des corrélations faites par mes prédécesseurs. L'ensemble est compatible avec une émission d'atomes intriqués en impulsion, et rend le test de Bell envisageable.

Ce type d'émission peut être utilisé pour réaliser des interférences à deux particules : pour être transposé à la source d'atomes étudiée, il est nécessaire de disposer de l'équivalent de miroirs et de séparatrices à atomes, dont la réflectivité dépend de leurs impulsions. La solution décrite au chapitre 6, est d'appliquer des impulsions de Bragg. Pour pouvoir utiliser ces impulsions dans un test de viol des inégalités de Bell il faudra les adapter, notamment pour pouvoir régler le déphasage entre deux chemins possibles d'un atome. Ce réglage nous a conduit dans le chapitre 6 à mener des simulations numériques modélisant leur comportement sur les atomes. Nous avons pu aboutir à des formes d'impulsions satisfaisant un cahier des charges permettant un viol des inégalités de Bell.

Nous pouvons dégager de ce manuscrit des perspectives d'améliorations à courts et moyens termes. Il faudra d'abord finaliser la séquence définitive de refroidissement des atomes jusqu'au condensat de Bose-Einstein, notamment trouver un schéma d'évaporation dans le piège dipolaire qui permette un refroidissement évaporatif rapide et efficace. Il faudra ensuite finaliser les mesures d'efficacité de détection et de résolution de notre détecteur. Le changement de configuration du piège dipolaire entraînant une modification des fréquences de confinement du

piège, il est possible que ce changement ait une influence sur la taille des modes de la source : ce point sera à vérifier. Enfin, la mise en place sur le dispositif expérimental des impulsions de Bragg adaptées et la vérification de leur bon fonctionnement constituent des étapes importantes à réaliser.

L'objectif final à atteindre est clair : réaliser une violation des inégalités de Bell avec des particules massives corrélées en impulsion.

Article

Thermal counting statistics in an atomic two-mode squeezed vacuum state : Utilisé dans cette thèse comme référence [55].

Thermal counting statistics in an atomic two-mode squeezed vacuum state

Maxime Perrier, Ziyad Amodjee, Pierre Dussarrat, Alexandre Dureau, Alain Aspect, Marc Cheneau, Denis Boiron and Christoph I. Westbrook*

Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique Graduate School, CNRS, Université Paris-Saclay, 91127 Palaiseau cedex, France

* christoph.westbrook@institutoptique.fr

Abstract

We measure the population distribution in one of the atomic twin beams generated by four-wave mixing in an optical lattice. Although the produced two-mode squeezed vacuum state is pure, each individual mode is described as a statistical mixture. We confirm the prediction that the particle number follows an exponential distribution when only one spatio-temporal mode is selected. We also show that this distribution accounts well for the contrast of an atomic Hong–Ou–Mandel experiment. These experiments constitute an important validation of our twin beam source in view of a future test of a Bell inequality.



Copyright M. Perrier *et al.*

This work is licensed under the Creative Commons

[Attribution 4.0 International License](https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/).

Published by the SciPost Foundation.

Received 09-04-2019

Accepted 21-06-2019

Published 03-07-2019

doi:[10.21468/SciPostPhys.7.1.002](https://doi.org/10.21468/SciPostPhys.7.1.002)



Check for updates

Contents

1	Introduction	1
2	Theory	2
3	Experiment	3
4	HOM experiment	5
5	Conclusion	7
	References	7

1 Introduction

Photon pair generation via spontaneous parametric down-conversion has been a workhorse in the field of quantum optics for many years. Numerous fundamental effects have been demonstrated ranging from squeezing to teleportation [1, 2]. Consequently, the characteristics of

down-conversion sources have been extensively studied. It has been shown theoretically that in this situation, strong photon number correlations are present between the beams, while each individual beam, after tracing over the other one, is in a thermal state [3, 4]¹.

The latter feature has been verified experimentally by measuring the pair correlation function of the individual beams, and showing that each beam exhibits the same bunching behavior as a thermal source. Some of these experiments are reviewed in Ref. [5]. Instead of correlation functions, one can alternatively examine the population distribution, or counting statistics, in a given mode to confirm its thermal nature. This type of measurement is less common in optics, although a few experiments have been carried out [6–9].

An atomic analog of the pair production process, atomic four-wave mixing, has been used in several recent experiments inspired by quantum optics [10–13]. Here too, pair correlation functions have been observed to exhibit atom bunching in individual modes [13–17]. However atomic twin-beam sources, being generated from Bose–Einstein condensates (BEC), have high spatial coherence and long coherence times, thus it is possible to directly measure populations in a single atomic mode, using either optical interactions or a micro-channel plate (MCP). These techniques have already been used in Ref. [18] to measure mode populations and in Ref. [19] to measure correlation functions up to the 6th order in a thermal atomic source. In the case of twin-beam sources, auto- and cross-correlations have been measured and shown to be consistent with the presence of a two-mode squeezed vacuum [20, 21], although in those experiments the counting statistics were not investigated. In a recent experiment, in which atomic twin beams were generated by quenching the interactions in the BEC, the mode populations were shown to be consistent with a thermal distribution [22], but the detector was not in the single mode regime.

Here, we use an MCP detector to directly measure populations in atomic twin beams. With this detector we are able to select a single atomic mode, and thus access the full counting statistics of that mode. We show that the population is thermal, decreasing exponentially with the atom number. If the detection region is chosen to be much larger so that many modes contribute, the distribution approaches a Poissonian [7, 23]. This deformation of a thermal distribution into a Poissonian can be understood as the loss of correlation between the atoms as more modes are included. The effect has the same origin as the gradual disappearance of the bunching from a thermal source when many modes are observed [24].

The population of atomic twin beams by more than one atom in a single mode is a significant factor determining the contrast of a recent Hong–Ou–Mandel (HOM) experiment. We show that we are able to account for the observed contrast in two realizations of the HOM experiment using the observed mode populations. This type of source has also been proposed for a test of a Bell inequality using freely falling atoms. It is thus of great importance to have a good characterization of the particle source, and the experiments described below are an important part of this characterization.

2 Theory

A spontaneous four-wave mixing process, when pumped by two waves which are intense enough to be considered classical and undepleted, produces a set of two-mode squeezed vacuum states corresponding to a superposition of states with different numbers of pairs [4]:

$$|\psi\rangle = \sqrt{1 - |\alpha|^2} \sum_n \alpha^n |n\rangle_i |n\rangle_j. \quad (1)$$

¹By “thermal state”, it is meant that the population distribution of the mode under consideration follows an exponential law characterized by a single parameter, which plays the role of an effective temperature.

Here, α is a complex number and $|n\rangle_i$ denotes a state with mode i occupied by n particles, and the pair (i, j) corresponds to two modes which satisfy the conservation of energy and momentum, the latter condition being also known as phase matching in optics. Since many such pairs might satisfy the conservation of energy and momentum, one should strictly include many distinct mode pairs in the description of the state [17], however one can select a single spatio-temporal mode by using appropriate pinholes and filters or by post-selection. The mean number of particles in each mode is $\nu = |\alpha|^2/(1 - |\alpha|^2)$. Observing the population of only one mode amounts to tracing the density matrix corresponding to Eq. (1) over the other mode. The resulting population of the successive number states is a thermal distribution given by:

$$P(n) = (1 - |\alpha|^2)|\alpha|^{2n} = \nu^n/(1 + \nu)^{n+1}. \quad (2)$$

This distribution retains its form even in the presence of a non-unit detection efficiency η . One must simply replace the mean occupation number ν by the mean detected atom number $\eta\nu$ [25, 26].

3 Experiment

In the experiment, we create atom pairs using four-wave mixing in a BEC subject to a moving, one-dimensional optical lattice [17]. The pairs populate a velocity distribution in the vertical direction characterized by two peaks separated by 50 mm/s, each peak having a width of about 15 mm/s; see Fig. 1. The initial condensate contains about 10^5 atoms and about 1% of these atoms are scattered into the four-wave mixing peaks. Thus the undepleted pump approximation used above should be valid. This configuration was used as a source of pairs for two-particle interference experiments as described in Refs. [12, 27], but some fraction of the runs was devoted uniquely to observing the characteristics of the source. It is this data which is analyzed in the following.

After the nonlinear interaction, the lattice and the trapping lasers are switched off and the atoms fall onto an MCP placed 45 cm below the interaction region. In combination with a delay line anode, the detector records the positions and arrival times of single atoms [28] with an estimated detection efficiency of $\eta = 25(5)\%$. The long time of flight to the detector ensures that the positions and arrival times at the detector are proportional to the velocities of the atoms as they leave the interaction region. The data was acquired over 1 876 repetitions. We chose detection volumes or “cells” in velocity space with full widths $\Delta v_x = \Delta v_y = 5.5$ mm/s and $\Delta v_z = 2.5$ mm/s for one of the two peaks in the atomic velocity distribution. The size of these cells corresponds approximately to that which optimizes the HOM interference signal which we describe in the last part of this paper. These sizes also correspond closely to the spatial widths of the measured correlation functions (see [29]). In order to increase the sample size, we examined a total of 45 contiguous cells within the peak, which filled a momentum space volume measuring $3\Delta v_x \times 3\Delta v_y \times 5\Delta v_z$ in the vicinity of the density maximum. The cells had mean detected particle numbers ($\eta\nu$) ranging from 0.08 to 0.20 per volume and per shot. To reduce the variation in mean particle number we eliminated cells with fewer than 0.135 particles per shot. This left 18 cells whose average, mean detected atom number was 0.158. We made histograms of the number of occurrences of 0, 1, 2, ..., counts in each cell, and then summed the 18 histograms to get the data shown in Fig. 2.

It is seen that the distribution is well fit by a thermal distribution. Furthermore, since the mean detected atom number is measured separately, the red line in Fig. 2 has no adjustable parameters. The figure also shows a Poisson distribution with the same mean. For detected atom numbers greater than 2, there is a clear discrepancy.

Instead of histogramming the counts in each cell separately, we can add the counts in all 18

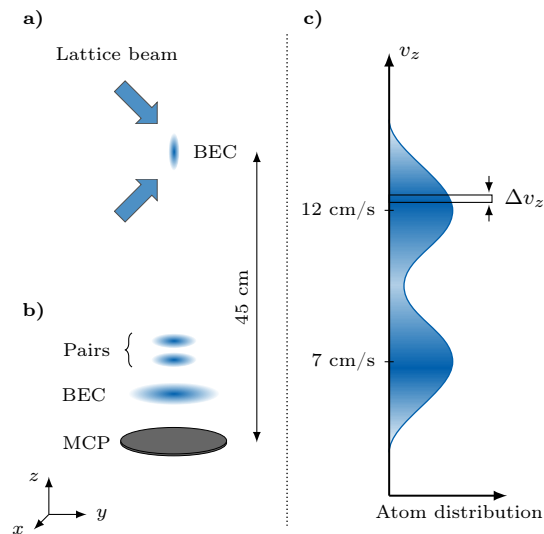


Figure 1: Diagram of the experiment. a) Atoms are emitted in pairs from a BEC confined in an optical dipole trap and subject to a moving, one-dimensional optical lattice. b) After switching off the lattice and the trap, the BEC and the clouds containing the pairs fall on the MCP detector as shown. c) We show schematically a vertical slice of the atomic velocity distribution in the clouds. The vertical axis shows the velocity relative to the BEC. We select small sections of one of these clouds and histogram the number of detected atoms over many repetitions.

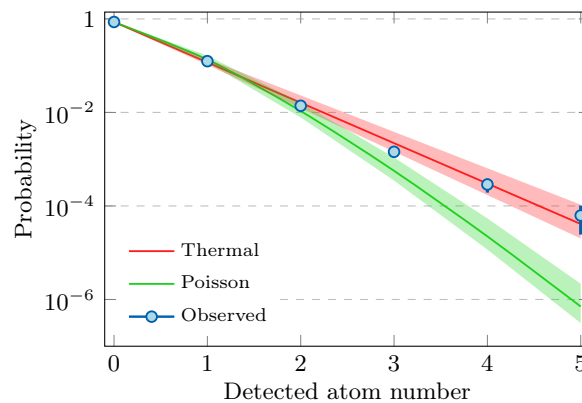


Figure 2: Counting statistics of one output mode of the atom pair source. The red line shows a thermal distribution with a mean detected atom number of 0.158, equal to that measured in the experiment. The red band shows a range of thermal distributions with detected atom numbers between 0.135 and 0.2. The green line shows a Poisson distribution with the same mean. The green band shows a range of Poisson distributions with detected atom numbers between 0.135 and 0.2. The error bars on the data points denote the statistical uncertainty (standard deviation) estimated with the bootstrapping method. Wherever the error bars are not visible, they are smaller than the point size. The populations are expressed as probabilities, therefore $P(0) < 1$.

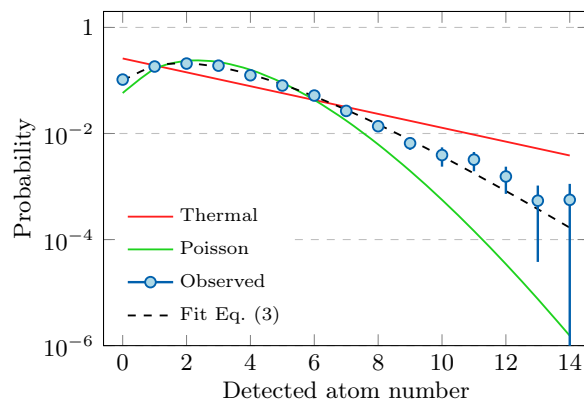


Figure 3: Counting statistics in a volume containing all 18 cells used in Fig. 2. The red line shows a thermal distribution with a mean detected atom number ($\eta\nu$) of 2.8, equal to that measured in the experiment. The green line shows a Poisson distribution with the same mean. The dashed black line is the formula in Eq. (3), with $M = 5.6$. The error bars on the data points denote the statistical uncertainty (standard deviation) estimated with the bootstrapping method.

cells together and make a histogram of those sums; see Fig. 3. This amounts to computing the average count distribution of a volume containing several modes. The distribution deviates strongly from a thermal one and shows a tendency to approach a Poissonian. It is also possible to give a formula for the expected count distribution in a volume containing a number of modes M by appropriately summing M identical thermal distributions. The problem is analogous to finding the counting distribution for a thermal field detected using an integration window larger than the coherence time of the field. The distribution is given by [7, 23]:

$$P_M(n) = \frac{\Gamma(n + M)}{\Gamma(n + 1)\Gamma(M)} (1 + M/\nu)^{-n} (1 + \nu/M)^{-M}, \quad (3)$$

where Γ denotes the Euler gamma function. As mentioned in the introduction, the inclusion of many modes in the counting volume leads to the counting events becoming uncorrelated, behaving as a simple rate process and following a Poisson distribution in the limit of large M .

In the above formula, the parameter M is often referred to as the degeneracy parameter [23] and need not be an integer. Since this distribution corresponds to the sum of thermal distributions, it remains valid even in the presence of a non-unit detection efficiency, provided that ν be replaced by $\eta\nu$. Figure 3 shows a fit to this formula using M as the only adjustable parameter. The data is well fit by Eq. (3) and $M = 5.6(7)$. That the value of M is smaller than the number of volumes over which we averaged reflects the fact that individual modes have a smooth shape and in order to observe single-mode statistics as in Fig. 2, the detection volume must be smaller than the characteristic mode size to avoid including contributions from neighboring modes.

4 HOM experiment

Having established the populations of the individual modes, we now turn to analyzing data from an HOM experiment, in which we recombine the two (correlated) modes on a beam splitter and look for two-particle interference. The data was acquired at the same time as that used in the experiment of Ref. [27]. One atom from a pair is sent to each input port of the beam splitter. The HOM effect is the dramatic decrease in the cross correlation between the

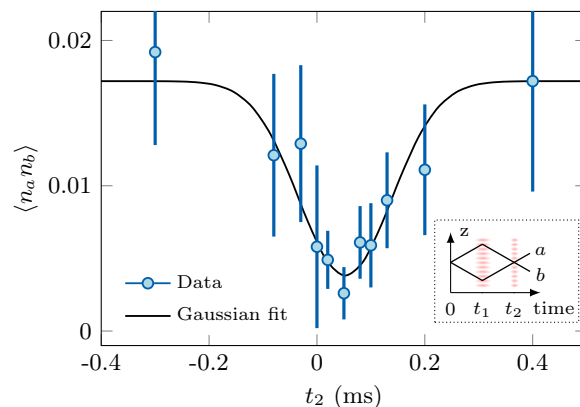


Figure 4: The cross correlation between the two output modes a and b as a function of the time t_2 of the beam splitter (the position of $t_2 = 0$ is arbitrary). The line shows a fit to a Gaussian function. The fitted visibility is 0.78(6) and the RMS width is 86(15) μ s. The error bars on the data points denote the statistical uncertainty (standard deviation) estimated with the bootstrapping method. The inset shows our HOM interferometer in the center-of-mass frame of the atom pair. Laser standing waves act as deflectors and beam splitters and the outputs a and b correspond to small regions at the detector.

output ports when the two spatio-temporal modes are overlapped. We characterize the effect by the visibility V , defined as the maximum fractional decrease in the correlation. In Ref. [12] we showed that the observed visibility was limited by the presence of multiple atoms in the interferometer. More specifically, we showed that it was consistent with that predicted by the correlations in the two beams before the beam splitter. This analysis made few assumptions about the nature of the source. In the following we will examine a different analysis which assumes that the source produces a two-mode squeezed vacuum state, and thus allows us to relate the HOM visibility to the mean mode population as approximately measured in Fig. 2. In Ref. [30] it is shown that in the case of a two-mode squeezed vacuum state, the visibility is given by:

$$V = 1 - \left(2 + \frac{1}{2\nu} \right)^{-1}. \quad (4)$$

The visibility approaches unity in the limit of small average particle numbers and it approaches $\frac{1}{2}$ for large particle numbers. In contrast, two uncorrelated thermal states would lead to a maximum visibility of $\frac{1}{3}$. Observing the HOM visibility gives additional information compared to the single mode counting statistics above, because it is sensitive to the correlation between the two modes. We emphasize that the HOM visibility is independent of the detection efficiency; the quantity ν in Eq. (4) is the actual number of atom pairs produced in a single mode pair by the source.

The experimental procedure was described in Ref. [27]. A simple diagram is shown in the inset to Fig. 4. Briefly, after a time of free flight $t_1 \simeq 1$ ms, the two atoms of a pair are Bragg diffracted on a laser standing wave to bring them back together. At a time designated t_2 , about 2 ms after the pair was produced, another standing wave acts as a beam splitter mixing momentum states. We observe atoms at each output, labeled a and b , and compute the correlation $\langle n_a n_b \rangle$, where the angle brackets denote an average over 700 to 1 000 experimental realizations per set time t_2 . We use the same integration volume as in Ref. [27] to count the atoms: a cylinder oriented along the z axis with a height 2.6 mm/s and a diameter 4.1 mm/s. To observe the HOM effect, we scan the application time t_2 of the beam splitter to vary the overlap between the two spatio-temporal modes. The data showing the correlation between

Table 1: Comparison of the visibilities in two realizations of the atomic HOM experiment. The column labeled ν is an estimate of the number of atoms per mode taking into account the 25 % quantum efficiency of the detector. The uncertainty in ν is that due to the detection efficiency (see text). The column V_{pred} is the visibility predicted by Eq. (4), assuming that the number of atoms per mode is ν . The visibility observed in the experiment is V_{obs} , and its uncertainty results from a fit such as shown in Fig. 4.

experiment	ν	V_{pred}	V_{obs}
Ref. [12]	0.8(2)	0.62(2)	0.65(7)
present work	0.33(7)	0.72(2)	0.78(6)

the two output ports is shown in Fig. 4. The figure shows the expected dip with a visibility of 0.78(6).

To make contact with the prediction of Eq. (4), we need to estimate ν , the true population of the interfering modes, a quantity that we cannot measure directly in the experiment. A simple estimate consists in using the average count rate in one of the modes and correcting by the detection efficiency. We show a comparison between the observed and predicted visibilities using this estimate. The uncertainty in the predicted visibility is determined by the 20% uncertainty in the detection efficiency. Any error due to the detection efficiency is the same for the two realizations. This uncertainty is an underestimate because we cannot be sure that the number atoms in a given cell is the true number of atoms in the mode. As for the detection efficiency, this error would be the same in the two realizations. Other sources of uncertainty: statistical errors in the number of counts, beam splitter imperfections etc. contribute significantly less than the quantum efficiency to the uncertainty in the predicted visibility.

5 Conclusion

The agreement seen in Table 1 together with the population measurements support the conclusion that, after mode selection at the detector, our source does produce a two-mode squeezed vacuum state of Eq. (1). The experiment of Ref. [27] observed interference between different sets of modes. To extend that experiment to a test of a Bell inequality, one condition to be met is that the populations of the modes be low enough to prevent contamination from additional particles. Knowing that our state has the form of Eq. (1) allows us to calculate the threshold and optimize the particle number in advance [31].

Acknowledgements

Funding information We acknowledge funding by the EU through the Marie-Curie Career Integration Grant 618760 (CORENT), the QuantERA grant 18-QUAN-0012-01 (CEBBEC) and the ANR grant 15-CE30-0017 (HARALAB).

References

- [1] C. Gerry and P. Knight, *Introductory quantum optics*, Cambridge University Press, Cambridge (2004), doi:[10.1017/CBO9780511791239](https://doi.org/10.1017/CBO9780511791239).

- [2] M. D. Reid, P. D. Drummond, W. P. Bowen, E. G. Cavalcanti, P. K. Lam, H. A. Bachor, U. L. Andersen and G. Leuchs, *Colloquium: The Einstein-Podolsky-Rosen paradox: From concepts to applications*, Rev. Mod. Phys. **81**, 1727 (2009), doi:[10.1103/RevModPhys.81.1727](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.81.1727).
- [3] S. M. Barnett and P. L. Knight, *Thermofield analysis of squeezing and statistical mixtures in quantum optics*, J. Opt. Soc. Am. B **2**, 467 (1985), doi:[10.1364/JOSAB.2.000467](https://doi.org/10.1364/JOSAB.2.000467).
- [4] B. Yurke and M. Potasek, *Obtainment of thermal noise from a pure quantum state*, Phys. Rev. A **36**, 3464 (1987), doi:[10.1103/PhysRevA.36.3464](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.36.3464).
- [5] B. Blauensteiner, I. Herbauts, S. Bettelli, A. Poppe and H. Hübel, *Photon bunching in parametric down-conversion with continuous-wave excitation*, Phys. Rev. A **79**, 063846 (2009), doi:[10.1103/PhysRevA.79.063846](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.79.063846).
- [6] M. Vasilyev, S.-K. Choi, P. Kumar and G. M. D'Ariano, *Investigation of the photon statistics of parametric fluorescence in a traveling-wave parametric amplifier by means of self-homodyne tomography*, Opt. Lett. **23**, 1393 (1998), doi:[10.1364/OL.23.001393](https://doi.org/10.1364/OL.23.001393).
- [7] A. Mosset, F. Devaux, G. Fanjoux and E. Lantz, *Direct experimental characterization of the Bose-Einstein distribution of spatial fluctuations of spontaneous parametric down-conversion*, Eur. Phys. J. D **28**, 447 (2004), doi:[10.1140/epjd/e2003-00323-2](https://doi.org/10.1140/epjd/e2003-00323-2).
- [8] F. Paleari, A. Andreoni, G. Zambra and M. Bondani, *Thermal photon statistics in spontaneous parametric downconversion*, Opt. Express **12**, 2816 (2004), doi:[10.1364/OPEX.12.002816](https://doi.org/10.1364/OPEX.12.002816).
- [9] T. Sh. Iskhakov, A. M. Pérez, K. Yu. Spasibko, M. V. Chekhova and G. Leuchs, *Superbunched bright squeezed vacuum state*, Opt. Lett. **37**, 1919 (2012), doi:[10.1364/OL.37.001919](https://doi.org/10.1364/OL.37.001919).
- [10] R. Bücker et al., *Twin-atom beams*, Nat. Phys. **7**, 608 (2011), doi:[10.1038/NPHYS1992](https://doi.org/10.1038/NPHYS1992).
- [11] B. Lucke et al., *Twin matter waves for interferometry beyond the classical limit*, Science **334**, 773 (2011), doi:[10.1126/science.1208798](https://doi.org/10.1126/science.1208798).
- [12] R. Lopes, A. Imanaliev, A. Aspect, M. Cheneau, D. Boiron and C. I. Westbrook, *Atomic Hong-Ou-Mandel experiment*, Nature **520**, 66 (2015), doi:[10.1038/nature14331](https://doi.org/10.1038/nature14331).
- [13] R. I. Khakimov, B. M. Henson, D. K. Shin, S. S. Hodgman, R. G. Dall, K. G. H. Baldwin and A. G. Truscott, *Ghost imaging with atoms*, Nature **540**, 100 (2016), doi:[10.1038/nature20154](https://doi.org/10.1038/nature20154).
- [14] A. Perrin, H. Chang, V. Krachmalnicoff, M. Schellekens, D. Boiron, A. Aspect and C. I. Westbrook, *Observation of atom pairs in spontaneous four-wave mixing of two colliding Bose-Einstein condensates*, Phys. Rev. Lett. **99**, 150405 (2007), doi:[10.1103/PhysRevLett.99.150405](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.99.150405).
- [15] K. Mølmer, A. Perrin, V. Krachmalnicoff, V. Leung, D. Boiron, A. Aspect and C. I. Westbrook, *Hanbury Brown and Twiss correlations in atoms scattered from colliding condensates*, Phys. Rev. A **77**, 033601 (2008), doi:[10.1103/PhysRevA.77.033601](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.77.033601).
- [16] R. Lopes, A. Imanaliev, M. Bonneau, J. Ruauadel, M. Cheneau, D. Boiron and C. I. Westbrook, *Second-order coherence of superradiance from a Bose-Einstein condensate*, Phys. Rev. A **90**, 013615 (2014), doi:[10.1103/PhysRevA.90.013615](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.90.013615).

- [17] M. Bonneau, J. Ruauudel, R. Lopes, J.-C. Jaskula, A. Aspect, D. Boiron and C. I. Westbrook, *Tunable source of correlated atom beams*, Phys. Rev. A **87**, 061603 (2013), doi:[10.1103/PhysRevA.87.061603](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.87.061603).
- [18] A. Öttl, S. Ritter, M. Köhl and T. Esslinger, *Correlations and counting statistics of an atom laser*, Phys. Rev. Lett. **95**, 090404 (2005), doi:[10.1103/PhysRevLett.95.090404](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.95.090404).
- [19] R. G. Dall, A. G. Manning, S. S. Hodgman, W. RuGway, K. V. Kheruntsyan and A. G. Truscott, *Ideal n -body correlations with massive particles*, Nat. Phys. **9**, 341 (2013), doi:[10.1038/nphys2632](https://doi.org/10.1038/nphys2632).
- [20] K. V. Kheruntsyan, J.-C. Jaskula, P. Deuar, M. Bonneau, G. B. Partridge, J. Ruauudel, R. Lopes, D. Boiron and C. I. Westbrook, *Violation of the Cauchy-Schwarz inequality with matter waves*, Phys. Rev. Lett. **108**, 260401 (2012), doi:[10.1103/PhysRevLett.108.260401](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.260401).
- [21] S. S. Hodgman, R. I. Khakimov, R. J. Lewis-Swan, A. G. Truscott and K. V. Kheruntsyan, *Solving the quantum many-body problem via correlations measured with a momentum microscope*, Phys. Rev. Lett. **118**, 240402 (2017), doi:[10.1103/PhysRevLett.118.240402](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.118.240402).
- [22] J. Hu, L. Feng, Z. Zhang and C. Chin, *Quantum simulation of Unruh radiation*, Nat. Phys., (2019), doi:[10.1038/s41567-019-0537-1](https://doi.org/10.1038/s41567-019-0537-1).
- [23] J. W. Goodman, *Statistical optics*, Wiley Series in Pure and Applied Optics. Wiley, 2nd edn., ISBN 978-1-119-00945-0 (2015).
- [24] J. Viana Gomes, A. Perrin, M. Schellekens, D. Boiron, C. I. Westbrook and M. Belsley, *Theory for a Hanbury Brown Twiss experiment with a ballistically expanding cloud of cold atoms*, Phys. Rev. A **74**, 053607 (2006), doi:[10.1103/PhysRevA.74.053607](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.74.053607).
- [25] P. L. Kelley and W. H. Kleiner, *Theory of electromagnetic field measurement and photoelectron counting*, Phys. Rev. **136**, A316 (1964), doi:[10.1103/PhysRev.136.A316](https://doi.org/10.1103/PhysRev.136.A316).
- [26] M. Perrier, *Interférences multiples avec atomes froids*, Ph.D. thesis, Université Paris-Saclay, Appendix D, Eqs. (D.1) and (D.4). (2018), <https://pastel.archives-ouvertes.fr/tel-01896081>.
- [27] P. Dussarrat, M. Perrier, A. Imanaliev, R. Lopes, A. Aspect, M. Cheneau, D. Boiron and C. I. Westbrook, *Two-particle four-mode interferometer for atoms*, Phys. Rev. Lett. **119**, 173202 (2017), doi:[10.1103/PhysRevLett.119.173202](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.119.173202).
- [28] M. Schellekens, R. Hoppeler, A. Perrin, J. V. Gomes, D. Boiron, A. Aspect and C. I. Westbrook, *Hanbury Brown Twiss effect for ultracold quantum gases*, Science **310**, 648 (2005), doi:[10.1126/science.1118024](https://doi.org/10.1126/science.1118024).
- [29] P. Dussarrat, *Expériences d'optique atomique quantique: interféromètres à 2 et 4 modes*, Ph.D. thesis, Université Paris-Saclay, Figure 2.22, p. 83 (2017), <https://pastel.archives-ouvertes.fr/tel-01686709>.
- [30] R. J. Lewis-Swan and K. V. Kheruntsyan, *Proposal for demonstrating the Hong–Ou–Mandel effect with matter waves*, Nat. Commun. **5**, 3752 (2014), doi:[10.1038/ncomms4752](https://doi.org/10.1038/ncomms4752).
- [31] R. J. Lewis-Swan and K. V. Kheruntsyan, *Proposal for a motional-state Bell inequality test with ultracold atoms*, Phys. Rev. A **91**, 052114 (2015), doi:[10.1103/PhysRevA.91.052114](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.91.052114).

Bibliographie

- [1] B. Canuel, F. Leduc, D. Holleville, A. Gauguier, J. Fils, A. Viridis, A. Clairon, N. Dimarcq, C. Bordé, A. Landragin, and P. Bouyer, “Six-axis inertial sensor using cold-atom interferometry,” *Physical review letters*, vol. 97, p. 010402, 08 2006.
- [2] M. Bonneau, J. Ruauudel, R. Lopes, J.-C. Jaskula, A. Aspect, D. Boiron, and C. I. Westbrook, “Tunable source of correlated atom beams,” *Phys. Rev. A*, vol. 87, p. 061603, Jun 2013. [Online]. Available : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.87.061603>
- [3] C. K. Hong, Z. Y. Ou, and L. Mandel, “Measurement of subpicosecond time intervals between two photons by interference,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 59, pp. 2044–2046, Nov 1987. [Online]. Available : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.59.2044>
- [4] R. Lopes, A. Imanaliev, A. Aspect, M. Cheneau, D. Boiron, and C. I. Westbrook, “Atomic Hong-Ou-Mandel experiment,” *Nature*, vol. 520, no. 7545, pp. 66–68, Apr. 2015. [Online]. Available : <http://dx.doi.org/10.1038/nature14331>
- [5] P. Dussarrat, “Quantum Atom Optics Experiments, 2 and 4 modes interferometers,” Theses, Université Paris-Saclay, Nov. 2017. [Online]. Available : <https://pastel.archives-ouvertes.fr/tel-01686709>
- [6] G. Labeyrie, “Two tools for atom optics : an intense beam of metastable atoms and an evanescent wave mirror,” Theses, Université Paris Sud - Paris XI, Jan. 1998. [Online]. Available : <https://pastel.archives-ouvertes.fr/tel-00372495>
- [7] M. Jammer, *Philosophy of quantum mechanics The interpretations of quantum mechanics in historical perspective*, J. W. . S. Inc, Ed., 1976.
- [8] A. Einstein, “Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt,” *Annalen der Physik*, vol. 322, no. 6, pp. 132–148, Jan. 1905.
- [9] N. B. D. phil., “I. on the constitution of atoms and molecules,” *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, vol. 26, no. 151, pp. 1–25, 1913. [Online]. Available : <https://doi.org/10.1080/14786441308634955>

- [10] J. P. Dowling and G. J. Milburn, “Quantum technology : the second quantum revolution,” *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, vol. 361, no. 1809, pp. 1655–1674, 2003.
- [11] A. Einstein and L. Infeld, *L'évolution des idées en physique : des premiers concepts aux théories de la relativité et des quanta*, ser. Champ scientifique. Flammarion, 1983. [Online]. Available : https://books.google.fr/books?id=f5_IPgAACAAJ
- [12] N. Bohr, “The quantum postulate and the recent development of atomic theory,” *Nature*, vol. 121, pp. 580–590, 1928.
- [13] A. Einstein, B. Podolsky, and N. Rosen, “Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete?” *Phys. Rev.*, vol. 47, pp. 777–780, May 1935. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.47.777>
- [14] R. Feynman, R. Leighton, and M. Sands, *The Feynman Lectures on Physics : Volume 3*, ser. The Feynman Lectures on Physics. Boston : Addison-Wesley, 1963, vol. 3.
- [15] A. Aspect, P. Grangier, and G. Roger, “Experimental realization of einstein-podolsky-rosen-bohm *Gedankenexperiment* : A new violation of bell's inequalities,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 49, pp. 91–94, Jul 1982. [Online]. Available : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.49.91>
- [16] J. S. Bell, “On the einstein podolsky rosen paradox,” *Physics Physique Fizika*, vol. 1, pp. 195–200, Nov 1964. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysicsPhysiqueFizika.1.195>
- [17] S. Haroche, “Il était deux fois la révolution quantique,” *Pour La Science*, 2016.
- [18] H. Vahlbruch, S. Chelkowski, B. Hage, A. Franzen, K. Danzmann, and R. Schnabel, “Demonstration of a squeezed-light-enhanced power-and signal-recycled michelson interferometer,” *Physical review letters*, vol. 95, no. 21, p. 211102, 2005.
- [19] A. Friedenauer, H. Schmitz, J. T. Glueckert, D. Porras, and T. Schaetz, “Simulating a quantum magnet with trapped ions,” *Nature Physics*, vol. 4, pp. 757 EP –, Jul 2008. [Online]. Available : <http://dx.doi.org/10.1038/nphys1032>
- [20] E. Knill, R. Laflamme, and G. J. Milburn, “A scheme for efficient quantum computation with linear optics,” *Nature*, vol. 409, no. 6816, pp. 46–52, Jan. 2001. [Online]. Available : <http://dx.doi.org/10.1038/35051009>
- [21] C. H. Bennett, G. Brassard, C. Crépeau, R. Jozsa, A. Peres, and W. K. Wootters, “Teleporting an unknown quantum state via dual classical and einstein-podolsky-rosen channels,” *Physical Review Letters*, vol. 70, no. 13, pp. 1895–1899, Mar. 1993. [Online]. Available : http://prl.aps.org/abstract/PRL/v70/i13/p1895_1
- [22] R. Penrose, “Quantum computation, entanglement and state reduction,” vol. 356, no. 1743, p. 1927–1939, 1998. [Online]. Available : <http://dx.doi.org/10.1098/rsta.1998.0256>

- [23] J. Beugnon, M. P. A. Jones, J. Dingjan, B. Darquié, G. Messin, A. Browaeys, and P. Grangier, “Quantum interference between two single photons emitted by independently trapped atoms,” *Nature*, vol. 440, no. 7085, p. 779–782, 2006. [Online]. Available : <http://www.nature.com/nature/journal/v440/n7085/full/nature04628.html>
- [24] C. Santori, D. Fattal, J. Vuckovic, G. S. Solomon, and Y. Yamamoto, “Indistinguishable photons from a single-photon device,” *Nature*, vol. 419, no. 6907, pp. 594–597, Oct. 2002. [Online]. Available : <http://dx.doi.org/10.1038/nature01086>
- [25] G. Grynberg, A. Aspect, C. Fabre, and C. Cohen-Tannoudji, *Introduction to Quantum Optics : From the Semi-classical Approach to Quantized Light*. Cambridge University Press, 2010.
- [26] R. Campos, B. Saleh, and M. Teich, “Quantum-mechanical lossless beam splitter : $Su(2)$ symmetry and photon statistics,” *Physical Review A*, vol. 40, no. 3, pp. 1371–1384, Aug. 1989. [Online]. Available : <http://journals.aps.org/pr/abstract/10.1103/PhysRevA.40.1371><http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.40.1371>
- [27] R. J. Lewis-Swan and K. V. Kheruntsyan, “Proposal for demonstrating the Hong–Ou–Mandel effect with matter waves,” *Nature Communications*, vol. 5, no. 1, p. 3752, Sep. 2014. [Online]. Available : <http://www.nature.com/articles/ncomms4752>
- [28] R. Lopes, “Réalisation expérimentale de l’effet Hong-Ou-Mandel atomique,” Theses, Institut d’Optique Graduate School, Apr. 2015. [Online]. Available : <https://pastel.archives-ouvertes.fr/tel-01199886>
- [29] N. Bohr, “Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality be Considered Complete?” *Physical Review*, vol. 48, no. 8, pp. 696–702, Oct. 1935. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.48.696>
- [30] D. Bohm and Y. Aharonov, “Discussion of Experimental Proof for the Paradox of Einstein, Rosen, and Podolsky,” *Physical Review*, vol. 108, no. 4, pp. 1070–1076, Nov. 1957. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.108.1070>
- [31] J. F. Clauser, M. A. Horne, A. Shimony, and R. A. Holt, “Proposed experiment to test local hidden-variable theories,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 23, pp. 880–884, Oct 1969. [Online]. Available : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.23.880>
- [32] S. J. Freedman and J. F. Clauser, “Experimental test of local hidden-variable theories,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 28, pp. 938–941, Apr 1972. [Online]. Available : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.28.938>
- [33] A. Aspect, “Closing the door on einstein and bohr’s quantum debate,” *Physics*, vol. 8, p. 123, 2015.
- [34] J.-Å. Larsson, “Loopholes in bell inequality tests of local realism,” *Journal of Physics A : Mathematical and Theoretical*, vol. 47, no. 42, p. 424003, 2014.
- [35] A. Acín, N. Brunner, N. Gisin, S. Massar, S. Pironio, and V. Scarani, “Device-independent security of quantum cryptography against collective attacks,” *Physical review letters*, vol. 98, p. 230501, 07 2007.

- [36] S. Pironio, A. Acín, S. Massar, A. Giroday, D. Matsukevich, P. Maunz, S. Olmschenk, D. Hayes, L. Luo, T. Manning, and C. Monroe, “Random numbers certified by bell’s theorem,” *Nature*, vol. 464, pp. 1021–4, 04 2010.
- [37] E. Hagley, X. Maître, G. Nogues, C. Wunderlich, M. Brune, J. M. Raimond, and S. Haroche, “Generation of einstein-podolsky-rosen pairs of atoms,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 79, pp. 1–5, Jul 1997. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.79.1>
- [38] Q. A. Turchette, C. S. Wood, B. E. King, C. J. Myatt, D. Leibfried, W. M. Itano, C. Monroe, and D. J. Wineland, “Deterministic entanglement of two trapped ions,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 81, pp. 3631–3634, Oct 1998. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.81.3631>
- [39] M. Steffen, M. Ansmann, R. C. Bialczak, N. Katz, E. Lucero, R. McDermott, M. Neeley, E. M. Weig, A. N. Cleland, and J. M. Martinis, “Measurement of the entanglement of two superconducting qubits via state tomography,” *Science*, vol. 313, no. 5792, pp. 1423–1425, 2006. [Online]. Available : <https://science.sciencemag.org/content/313/5792/1423>
- [40] L. Diósi, “Models for universal reduction of macroscopic quantum fluctuations,” *Phys. Rev. A*, vol. 40, pp. 1165–1174, Aug 1989. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.40.1165>
- [41] J. F. Clauser and A. Shimony, “Bell’s theorem. experimental tests and implications,” *Reports on Progress in Physics*, vol. 41, no. 12, p. 1881, 1978. [Online]. Available : <http://stacks.iop.org/0034-4885/41/i=12/a=002>
- [42] J. G. Rarity and P. R. Tapster, “Experimental violation of bell’s inequality based on phase and momentum,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 64, pp. 2495–2498, May 1990. [Online]. Available : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.64.2495>
- [43] H. Strobel, W. Muessel, D. Linnemann, T. Zibold, D. B. Hume, L. Pezzè, A. Smerzi, and M. K. Oberthaler, “Fisher information and entanglement of non-gaussian spin states,” *Science*, vol. 345, no. 6195, pp. 424–427, 2014. [Online]. Available : <http://www.sciencemag.org/content/345/6195/424.abstract>
- [44] J. M. Vogels, K. Xu, and W. Ketterle, “Generation of macroscopic pair-correlated atomic beams by four-wave mixing in bose-einstein condensates,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 89, p. 020401, Jun 2002. [Online]. Available : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.89.020401>
- [45] T. Wilk, A. Gaëtan, C. Evellin, J. Wolters, Y. Miroshnychenko, P. Grangier, and A. Browaeys, “Entanglement of two individual neutral atoms using rydberg blockade,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 104, p. 010502, Jan 2010. [Online]. Available : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.104.010502>
- [46] A. Imanaliev, “Towards testing Bell’s inequality using atoms correlated in momentum,” Theses, Université Paris-Saclay, Mar. 2016. [Online]. Available : <https://pastel.archives-ouvertes.fr/tel-01327148>
- [47] M. Perrier, “Multi-interference with cold atoms,” Theses, Université Paris-Saclay, Sep. 2018. [Online]. Available : <https://pastel.archives-ouvertes.fr/tel-01896081>

- [48] A. Browaeys, “Piégeage magnétique d’un gaz d’hélium métastable : vers la condensation de bose-einstein,” Theses, Université Paris Sud - Paris XI, Nov. 2000. [Online]. Available : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00001291>
- [49] M.-O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. M. Kurn, D. S. Durfee, and W. Ketterle, “Bose-einstein condensation in a tightly confining dc magnetic trap,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 77, pp. 416–419, Jul 1996. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.77.416>
- [50] A. Perrin, “Observation de paires d’atomes corrélés au travers de la collision de deux condensats de bose-einstein,” Ph.D. dissertation, Nov. 2007. [Online]. Available : http://tel.archives-ouvertes.fr/index.php?halsid=cmv7be24rch2e09dmnfrhvq96&view_this_doc=tel-00244641&version=1
- [51] D. K. Shin, B. M. Henson, S. S. Hodgman, T. Wasak, J. Chwedenczuk, and A. G. Truscott, “A strong bell correlation witness between spatially separated pairs of atoms,” 2018.
- [52] M. Bonneau, “Atomic four-wave mixing in an optical lattice,” Theses, Université Paris Sud - Paris XI, Dec. 2011. [Online]. Available : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00665955>
- [53] K. M. Hilligsoee and K. Moelmer, “Phase-matched four wave mixing and quantum beam splitting of matter waves in a periodic potential,” *Physical Review. A*, vol. 71, no. 4, 2005.
- [54] P. Dussarrat, M. Perrier, A. Imanaliev, R. Lopes, A. Aspect, M. Cheneau, D. Boiron, and C. I. Westbrook, “Two-particle four-mode interferometer for atoms,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 119, p. 173202, Oct 2017. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.119.173202>
- [55] M. Perrier, Z. Amodjee, P. Dussarrat, A. Dareau, A. Aspect, M. Cheneau, D. Boiron, and C. I. Westbrook, “Thermal counting statistics in an atomic two-mode squeezed vacuum state,” *SciPost Phys.*, vol. 7, p. 2, 2019. [Online]. Available : <https://scipost.org/10.21468/SciPostPhys.7.1.002>
- [56] V. Krachmalnicoff, “Two experiments on quantum correlations in gases of metastable helium : fermion antibunching and a study of boson pair correlations in the collision of two condensates,” Theses, Université Paris Sud - Paris XI, Jun. 2009. [Online]. Available : <https://pastel.archives-ouvertes.fr/tel-00441654>
- [57] *MCP Delay LineDetector Manual*, 2020. [Online]. Available : <http://www.roentdek.com/manuals/MCPDelayLinemanual.pdf>
- [58] F. Gerbier, S. Trotzky, S. Fölling, U. Schnorrberger, J. D. Thompson, A. Widera, I. Bloch, L. Pollet, M. Troyer, B. Capogrosso-Sansone, N. V. Prokof’ev, and B. V. Svistunov, “Expansion of a quantum gas released from an optical lattice,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 101, p. 155303, Oct 2008. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.101.155303>
- [59] J. Ruadel, “Creation and characterization of a tunable source of correlated atoms pairs,” Theses, Institut d’Optique Graduate School, Dec. 2013. [Online]. Available : <https://pastel.archives-ouvertes.fr/pastel-00961194>

- [60] Q. Bouton, R. Chang, A. Hoendervanger, F. Nogrette, A. Aspect, C. Westbrook, and D. Clément, “Fast production of bose-einstein condensates of metastable helium,” *Physical Review A*, vol. 91, no. 6, p. 061402, 2015.
- [61] R. Grimm, M. Weidemüller, and Y. B. Ovchinnikov, “Optical dipole traps for neutral atoms,” ser. *Adv. Atom. Mol. Opt. Phys.*, B. Bederson and H. Walther, Eds. Academic Press, 2000, vol. 42, pp. 95 – 170. [Online]. Available : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1049250X0860186X>
- [62] J. C. Viana Gomes, “Thermometry and coherence properties of a ultracold quantum gas of metastable helium,” Theses, Université Paris Sud - Paris XI, Feb. 2007. [Online]. Available : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00142413>
- [63] J.-C. Jaskula, “Creation and characterization of non-classical states for quantum atom optics,” Theses, Université Paris Sud - Paris XI, Dec. 2010. [Online]. Available : <https://pastel.archives-ouvertes.fr/pastel-00565538>
- [64] Q. Bouton, “investigation of the momentum distribution of Bose-Einstein condensates of metastable Helium,” Theses, Université Paris-Saclay, Nov. 2016. [Online]. Available : <https://pastel.archives-ouvertes.fr/tel-01403320>
- [65] O. Sirjean, “Collisions ionisantes : un nouveau diagnostic pour les condensats de bose-einstein d’hélium métastable,” Ph.D. dissertation, Université Paris Sud - Paris XI, Jun. 2003. [Online]. Available : http://tel.archives-ouvertes.fr/index.php?halsid=cmv7be24rch2e09dmnfrhqv96&view_this_doc=tel-00003088&version=1
- [66] M. Schellekens, “The hanbury brown and twiss effet for cold atoms,” Theses, Université Paris Sud - Paris XI, May 2007. [Online]. Available : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00168946>
- [67] F. Nogrette, D. Heurteau, R. Chang, Q. Bouton, C. I. Westbrook, R. Sellem, and D. Clément, “Characterization of a detector chain using a fpga-based time-to-digital converter to reconstruct the three-dimensional coordinates of single particles at high flux,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 86, no. 11, p. 113105, 2015. [Online]. Available : <https://doi.org/10.1063/1.4935474>
- [68] J.-C. Jaskula, M. Bonneau, G. B. Partridge, V. Krachmalnicoff, P. Deuar, K. V. Kheruntsyan, A. Aspect, D. Boiron, and C. I. Westbrook, “Sub-poissonian number differences in four-wave mixing of matter waves,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 105, p. 190402, Nov 2010. [Online]. Available : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.105.190402>
- [69] *The Constant Fraction Discriminators CFD8c, CFD7x, CFD4c, CFD1c and CFD1x*, 2019. [Online]. Available : https://www.roentdek.com/manuals/CFD_Manual.pdf
- [70] N. W. Ashcroft and N. D. Mermin, *Solid State Physics*, 1976.
- [71] F. Gerbier, “Lecture notes in quantum gases in optical lattices,” March 2018. [Online]. Available : <http://www.lkb.upmc.fr/boseeinsteincondensates/wp-content/uploads/sites/10/2018/03/OL2018.pdf>

- [72] L.-A. Wu, H. J. Kimble, J. L. Hall, and H. Wu, "Generation of squeezed states by parametric down conversion," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 57, pp. 2520–2523, Nov 1986. [Online]. Available : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.57.2520>
- [73] B. Yurke and M. Potasek, "Obtainment of thermal noise from a pure quantum state," *Phys. Rev. A*, vol. 36, no. 7, pp. 3464–3466, Oct. 1987. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.36.3464>
- [74] L. Deng, E. W. Hagley, J. Wen, M. Trippenbach, Y. Band, P. S. Julienne, J. Simsarian, K. Helmerson, S. Rolston, and W. D. Phillips, "Four-wave mixing with matter waves," *Nature*, vol. 398, no. 6724, pp. 218–220, 1999.
- [75] C. Keller, J. Schmiedmayer, A. Zeilinger, T. Nonn, S. Dürr, and G. Rempe, "Adiabatic following in standing-wave diffraction of atoms," *Applied Physics B : Lasers and Optics*, vol. 69, no. 4, pp. 303–309, Oct. 1999. [Online]. Available : <http://www.springerlink.com/content/rg9tx7l8u1epvxly/>
- [76] R. J. Lewis-Swan and K. V. Kheruntsyan, "Proposal for a motional-state bell inequality test with ultracold atoms," *Phys. Rev. A*, vol. 91, p. 052114, May 2015. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.91.052114>
- [77] C. Leprince, "Etude de la diffraction de Bragg en vue d'un test de Bell," Master's thesis, Université Paris-Saclay, 2020.
- [78] B. Fang, N. Mielec, D. Savoie, M. Altorio, A. Landragin, and R. Geiger, "Improving the phase response of an atom interferometer by means of temporal pulse shaping," *New Journal of Physics*, vol. 20, no. 2, p. 023020, feb 2018. [Online]. Available : <https://doi.org/10.1088%2F1367-2630%2Faaa37c>

Titre: Création et caractérisation de paire d'atomes corrélés: vers des tests de la mécanique quantique

Mots clés: interférométrie atomique, HOM, inégalités de Bell, paires d'atomes corrélés, réseaux optiques

Résumé: Des tests fondamentaux de la mécanique quantique tels que l'effet Hong-Ou-Mandel et la violation des inégalités de Bell ont été mis en évidence avec des photons dans les années 80. La violation des inégalités de Bell a d'abord été vérifiée avec des photons corrélés en spin, puis dans les années 90 avec des photons corrélés en impulsion via l'expérience de Rarity et Tapster. Notre équipe tente de transposer ces expériences d'optique au domaine des atomes froids. Cette thèse présente la mise en place du dispositif et la caractérisation du processus de création de paires d'atomes en vue d'un test de violation des inégalités de Bell avec des atomes corrélés en vitesse.

Title: Creation and characterization of correlated atom pairs : towards fundamental tests of quantum mechanics

Keywords: atom interferometry, HOM, Bell inequality, correlated atom pairs, optical lattices

Abstract: Fundamental tests of quantum mechanics such as Hong-Ou-Mandel effect and Bell inequality violation has been experimentally demonstrated with photons in the 80s. Violation of Bell inequality was first verified with spin correlated photons and then with momentum correlated photons in the 90s through the Rarity-Tapster experiment. In our team, we want to demonstrate those effects with cold atoms. This PhD thesis presents the experimental setup and the characterization of the atomic creation process of momentum correlated atoms for a test of violation of Bell inequality.

