



HAL
open science

De la condensation de Bose-Einstein à l'effet Hanbury Brown & Twiss atomique de l'hélium métastable

Rodolphe Hoppeler

► **To cite this version:**

Rodolphe Hoppeler. De la condensation de Bose-Einstein à l'effet Hanbury Brown & Twiss atomique de l'hélium métastable. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Paris Sud - Paris XI, 2005. Français. NNT: . tel-00011813

HAL Id: tel-00011813

<https://pastel.hal.science/tel-00011813v1>

Submitted on 8 Mar 2006

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.

**INSTITUT D'OPTIQUE THÉORIQUE ET APPLIQUÉE
LABORATOIRE CHARLES FABRY**

**UNIVERSITÉ PARIS XI
U.F.R. SCIENTIFIQUE D'ORSAY**

THÈSE

présentée pour obtenir

le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ PARIS XI ORSAY

par

Rodolphe HOPPELER

Sujet :

**DE LA CONDENSATION DE BOSE-EINSTEIN
À L'EFFET HANBURY BROWN & TWISS ATOMIQUE
DE L'HÉLIUM MÉTASTABLE**

Soutenue le 28 octobre 2005 devant la Commission d'examen :

| | | |
|--------|---------------------|--------------------|
| Mr. | Alain ASPECT | Directeur de thèse |
| Mr. | Jean-Claude GARREAU | Rapporteur |
| Mr. | Noël DIMARCQ | Rapporteur |
| Madame | Danielle DOWEK | Examinatrice |
| Mr. | Denis Boiron | Membre invité |

Remerciements

Le travail

Je remercie Jean-Claude Garreau et Noël Dimarcq d'avoir accepté d'être les rapporteurs de mon manuscrit, et tous les membres du jury de l'avoir relu. Ce mémoire est le fruit du travail effectué dans le cadre de mon doctorat, au sein de l'École doctorale Ondes et Matière. Jusqu'à quelques mois avant la soutenance, l'école doctorale a été dirigée par Jacques Bauche.

Mon travail de thèse est aussi celui de l'équipe « hélium métastable », équipe placée sous la direction de Denis Boiron et Chris Westbrook dans le groupe d'optique atomique du laboratoire Charles Fabry. Je remercie Pierre Chavel, son directeur, et à travers lui je remercie aussi tout le personnel du laboratoire et de l'Institut d'Optique. Nous l'avons assez largement sollicité, tant pour des travaux de mécanique (ou de plomberie!) que pour son bureau d'étude, ses services administratifs et son réseau : le bâti mécanique a été réalisé à l'atelier de nos voisins du laboratoire Aimé Cotton.

Le reste de mon doctorat, hormis les formations dispensées par l'école doctorale, a consisté en un travail d'enseignement à Sup'Optique. Enseigner est déjà en soi une richesse. Ce fut aussi l'occasion de rencontrer d'autres personnes, sympathiques, et d'autres compétences, qui m'ont appris beaucoup.

Le groupe d'optique atomique est dirigé par Alain Aspect, qui a aussi été mon directeur de thèse. L'encadrement a été assuré par Denis Boiron.

Le reste

En écrivant cette page, je ne peux oublier d'autres facettes de ce qu'a été mon activité pendant ces trois ans. Je pense en particulier à mon engagement associatif. Cela n'a pas de rapport direct avec mon travail de thèse, ni même avec mon doctorat. Cependant, cela l'a accompagné, et cela n'a été possible que parce que je faisais ce doctorat. Ma participation à ADDOC puis à la CJC est sans doute ce qui m'a le plus appris, humainement parlant. Être un acteur du doctorat, autrement et à un autre niveau, m'a permis d'explorer la complexité d'un système étonnant, touffu, pervers parfois, souvent passionnant. Ceci, le théâtre à Sup'Optique, mes proches, c'est tout ce qui m'a soutenu au cours de mon travail.

En retour, tout cela a éclairé ma thèse. J'ai finalement décidé de ne pas persévérer dans la Recherche. Je ne crache pas dans la soupe, je tiens à le préciser : je suis très heureux de tout ce que j'y ai pris. Comme je l'ai dit plus haut, j'ai beaucoup appris de mon environnement ; j'ai beaucoup appris sur moi-même aussi. Ce temps qu'aura duré mon doctorat restera sûrement pour moi par le souvenir de sa richesse.

L'essentiel

Je remercie tous ceux avec qui j'ai eu l'occasion de discuter, que ce soit en « salle de manip », au CESFO, dans les couloirs. Ils sont nombreux, je ne les citerai pas tous.

Il y a les anciens de mon équipe, de qui je tiens une bonne part de ce que je sais ou sais faire : Olivier Sirjean, Signe Seidelin et José Gomes. Il y a les nouveaux, à qui je suis heureux de laisser un montage qui marche (malgré ses caprices) : Martijn Schellekens, Aurélien Perrin, et maintenant Valentina Krachmalnicoff.

Je ne remercierai pas explicitement mes proches, ils se reconnaîtront tous. Si jamais ils lisent ces lignes, ils ne s'en offusqueront sans doute pas car ils savent déjà combien ils comptent pour moi.

Pour finir, deux mercis plus particuliers. Du côté du laboratoire : à Denis, qui a su rester patient et toujours de bon conseil.

... et à Aurélie — qui habite mon présent, et avec qui je construis mon avenir.

Table des matières

| | |
|---|-----------|
| Introduction | 13 |
| Motivation du travail de thèse | 13 |
| Plan du mémoire | 15 |
| 1 Présentation du dispositif expérimental | 17 |
| 1.1 Objectif expérimental : la condensation de Bose-Einstein | 17 |
| 1.1.1 Bref historique | 17 |
| 1.1.2 Présentation du phénomène | 18 |
| 1.1.2.1 Présentation <i>simplissime</i> | 18 |
| 1.1.2.2 Présentation <i>simplifiée</i> | 19 |
| 1.1.2.3 Présentation <i>plus détaillée</i> | 20 |
| 1.1.3 Contraintes expérimentales | 21 |
| 1.2 Le système physique choisi : l'hélium métastable | 22 |
| 1.2.1 Présentation générale de l'atome | 22 |
| 1.2.2 Un aspect des nuages froids d'hélium métastable : les collisions . | 24 |
| 1.2.2.1 Collisions inélastiques | 24 |
| 1.2.2.2 Considérations sur le spin | 25 |
| 1.2.2.3 Collisions élastiques | 26 |
| 1.2.2.4 Collisions ionisantes et collisions non-ionisantes. Mesure des constantes de collision | 27 |
| 1.3 Description du montage expérimental | 28 |
| 1.3.1 Ralentir | 28 |
| 1.3.1.1 La source d'hélium métastable | 28 |
| 1.3.1.2 La mélasse transverse | 30 |
| 1.3.1.3 Le ralentisseur Zeeman | 32 |
| 1.3.1.4 Conclusion | 33 |
| 1.3.2 Piéger | 33 |
| 1.3.2.1 Le piège magnéto-optique | 34 |
| 1.3.2.2 Le piège magnétique | 35 |
| 1.3.3 Refroidir | 42 |
| 1.3.3.1 Le piège magnéto-optique | 42 |
| 1.3.3.2 La mélasse optique | 43 |
| 1.3.3.3 L'évaporation radio-fréquence | 44 |
| 1.3.4 Détecter | 47 |
| 1.3.4.1 Deux modes de détection | 48 |
| 1.3.4.2 Principe de fonctionnement du détecteur | 49 |
| 1.3.4.3 Schéma électrique | 51 |
| 1.3.4.4 Limites d'utilisation | 52 |
| 1.3.4.5 Conclusion | 54 |
| 1.3.5 Limitations et perspectives | 55 |

| | | |
|----------|--|------------|
| 1.3.5.1 | Une enceinte à vide volumineuse et encombrée | 55 |
| 1.3.5.2 | Un détecteur en pleine évolution | 56 |
| 1.3.5.3 | Conclusion | 57 |
| 2 | Corrélation en intensité de deux atomes | 59 |
| 2.1 | Principe physique | 59 |
| 2.1.1 | Approche avec les mains : description de l'effet, distance caractéristique | 60 |
| 2.1.1.1 | Groupement de bosons | 60 |
| 2.1.1.2 | Longueur de corrélation | 63 |
| 2.1.2 | Cohérence transverse | 66 |
| 2.1.3 | Conclusion : méthode de mesure | 67 |
| 2.1.4 | Revue sur les précédents avec des photons et des atomes | 68 |
| 2.1.4.1 | Hanbury Brown & Twiss | 69 |
| 2.1.4.2 | Yasuda & Shimizu | 71 |
| 2.1.4.3 | Fölling <i>et al.</i> | 74 |
| 2.1.5 | Les défis technologiques à relever | 76 |
| 2.2 | Calcul de l'effet | 77 |
| 2.2.1 | Calcul sans interactions, dans le piège | 77 |
| 2.2.1.1 | Introduction | 77 |
| 2.2.1.2 | Calcul | 79 |
| 2.2.1.3 | Discussion | 80 |
| 2.2.2 | L'auto-corrélation après expansion | 82 |
| 2.2.2.1 | Analogie avec l'optique | 82 |
| 2.2.2.2 | Calcul de la dilatation | 84 |
| 2.2.2.3 | Position ou impulsion ? | 85 |
| 2.2.2.4 | L'influence de la gravité | 86 |
| 2.2.3 | L'effet des interactions | 87 |
| 2.2.3.1 | Effet sur les corrélations dans le piège | 87 |
| 2.2.3.2 | Effet sur l'expansion du nuage | 88 |
| 2.2.3.3 | Impact expérimental | 89 |
| 2.2.4 | Cas du nuage (partiellement) condensé | 90 |
| 2.2.4.1 | Calcul de $G^{(2)}$ | 90 |
| 2.2.4.2 | Discussion | 92 |
| 2.3 | Prévision du signal expérimental | 93 |
| 2.3.1 | Calcul du rapport signal à bruit pour un nuage thermique | 93 |
| 2.3.1.1 | Bruit | 93 |
| 2.3.1.2 | Amplitude du groupement de bosons | 97 |
| 2.3.1.3 | Rapport signal à bruit | 99 |
| 2.3.2 | Calcul du rapport signal à bruit pour un nuage condensé | 100 |
| 2.3.2.1 | Corrélations | 100 |
| 2.3.2.2 | Bruit | 103 |
| 2.3.3 | Conclusion | 104 |
| 3 | Un détecteur sensible en position | 107 |
| 3.1 | Principe de fonctionnement | 108 |
| 3.1.1 | Les lignes à retard | 108 |
| 3.1.1.1 | Pourquoi des lignes à retard ? | 108 |

| | | |
|----------|---|------------|
| 3.1.1.2 | Principe des lignes à retard | 110 |
| 3.1.1.3 | Résolutions spatiale et temporelle | 111 |
| 3.1.2 | La galette | 113 |
| 3.1.2.1 | Distribution de hauteur d'impulsion | 113 |
| 3.1.2.2 | Temps caractéristiques | 114 |
| 3.1.3 | Le traitement des signaux | 122 |
| 3.2 | Montage électronique | 124 |
| 3.2.1 | Hautes tensions de polarisation | 125 |
| 3.2.2 | Réglage du comptage | 125 |
| 3.2.2.1 | Isolement | 126 |
| 3.2.2.2 | Seuil de discrimination | 127 |
| 3.2.2.3 | Équilibrage des lignes | 130 |
| 3.3 | Calibration | 130 |
| 3.3.1 | Défectivité absolue | 131 |
| 3.3.2 | Défectivité relative | 132 |
| 3.3.2.1 | État de surface | 132 |
| 3.3.2.2 | Bruit | 133 |
| 4 | Adaptation du montage expérimental | 137 |
| 4.1 | Changement du plan d'ensemble | 137 |
| 4.2 | Le système à vide | 140 |
| 4.2.1 | La chaîne du vide | 140 |
| 4.2.1.1 | Les pressions sur l'ancien montage | 140 |
| 4.2.1.2 | Les pressions sur le nouveau montage | 141 |
| 4.2.2 | L'enceinte à vide | 142 |
| 4.2.3 | Le bâti | 145 |
| 4.2.4 | Conclusion | 145 |
| 4.3 | Le détecteur Faraday | 146 |
| 4.3.1 | Principe | 146 |
| 4.3.2 | Réalisation | 147 |
| 4.3.3 | Calibration | 149 |
| 4.3.4 | Un exemple de mesure | 152 |
| 4.3.5 | Conclusion | 152 |
| 4.4 | Détecteur d'ions | 153 |
| 4.4.1 | Motivation expérimentale | 153 |
| 4.4.2 | Principe | 155 |
| 4.4.3 | Plan final | 156 |
| 4.4.4 | État de l'art | 156 |
| 4.4.5 | Perspectives | 158 |
| | Conclusion | 161 |
| | Une expérience qui doit réussir | 161 |
| | Une expérience qui a réussi | 162 |
| | L'intérêt des condensats de Bose-Einstein | 163 |
| | Annexes | 165 |
| | Annexe A : Petit formulaire du vide | 167 |
| | Annexe B : Articles | 169 |

Bibliographie

193

Introduction

Si je devais résumer ma thèse en une phrase, je dirais que ces trois années ont consisté pour l'essentiel à démolir un montage qui marchait, pour tenter d'en refaire un autre. Au fil du temps, le travail expérimental a réservé des surprises, voire des rebondissements. On imagine donc facilement que cela ne s'est pas fait sans raisons. Je motiverai mon travail dans la suite de l'introduction. La chose semble facile maintenant, car le montage marche, l'expérience a eu lieu, et on en verra d'ailleurs le résultat dans la conclusion de ce mémoire. Mais le projet comportait sa part d'incertitude : il a fallu modifier substantiellement le système à vide, et le détecteur utilisé représente un savoir-faire nouveau dans le laboratoire, savoir-faire qui a été acquis au cours de ma thèse. Nous reviendrons sur ces points dans les chapitres suivants.

Motivation du travail de thèse

Une transition

Les condensats de Bose-Einstein gazeux sont un objet d'étude expérimentale assez récent (depuis 1995), mais qui a déjà une histoire. C'est un sous-domaine de la physique qui s'est développé entre l'optique quantique et la physique des systèmes dilués très froids (atomique et moléculaire), et qui s'est beaucoup nourri d'optique. La croissance du nombre de groupes qui élaborent des montages de condensation laisse supposer que les condensats n'ont pas qu'un passé : ils ont aussi un avenir, et on n'en est peut-être qu'au tout début de l'histoire.

Depuis l'obtention des premiers condensats[10, 11, 12], le paysage évolue. Les expériences fondatrices ont eu comme but premier de réaliser la condensation, puis de prouver de différentes manières qu'il s'agissait bien de condensats. On a ainsi étudié l'explosion des nuages piégés et en particulier le rapport d'anisotropie du nuage[27], mais aussi le profil de densité[10, 11, 12], la cohérence[16], ou encore les modes propres d'oscillation[13, 14, 15]. L'exploration a ensuite continué vers l'étude des frontières entre les condensats et les autres régimes : transition vers le gaz thermique évidemment[27, 17], vers la phase d'isolant de Mott[18, 19] (dans des réseaux optiques), vers le régime des quasi-condensats[20, 21] et celui de Tonks-Girardeau.

Parallèlement, le condensat s'est progressivement installé, non plus comme objet d'étude, mais comme outil. Au fur et à mesure que sa production devient maîtrisée (stable en particulier), on finit par l'oublier pour passer à l'étape suivante, où le condensat n'est plus le soucis majeur mais le simple substrat d'expériences nouvelles. Il en est ainsi de son utilisation comme source d'atomes cohérents afin de produire l'équivalent atomique du LASER[22]. C'est en particulier un outil précieux pour la métrologie car il permet d'allonger les temps de mesure. Mais on peut aussi citer les expériences récentes qui sont orientées vers l'effet Josephson[23], ou vers l'intégration sur des supports à l'échelle du micron[24]. Il y a même eu récemment des articles expérimentaux sur la

relaxation des nuages froids dans un potentiel désordonné[25] : le condensat n'y est plus la vedette, c'est un outil au service du grand domaine de la physique statistique qu'est l'étude des systèmes désordonnés. On va ainsi vers la matière condensée.

Je crois sincèrement qu'il est juste d'inscrire notre¹ expérience dans ce mouvement. Elle tient de la matière condensée et de l'optique quantique.

Ma thèse se situe précisément au niveau de cette transition. Je suis arrivé sur une expérience qui se préoccupait de déterminer des constantes de physique atomique qui lui étaient immédiatement utiles. L'expérience que je laisse en partant est mise sur de nouveaux rails. D'une certaine manière, mon travail expérimental aura donc été une redite : j'aurai démonté puis remonté une partie de l'expérience, j'aurai obtenu un condensat là où d'autres avant moi l'avaient déjà fait, et sur le même montage (à peu de choses près). L'essentiel n'est pas là. L'expérience n'est plus préoccupée d'elle-même, elle est ouverte sur la physique statistique.

J'avoue ici sans peine que c'est tout ce qui m'a décidé à entreprendre ma thèse dans cette équipe. Je n'étais pas porté sur la physique atomique et moléculaire mais plutôt sur la physique statistique. Je n'aurai jamais fait ma thèse dans ce domaine si cela avait dû être sur une autre expérience. Je suis venu parce qu'il y avait un travail expérimental très riche à faire, et parce qu'in fine on voulait faire de la physique statistique. J'aurai été servi, sur l'un et sur l'autre, car nous aurons même réussi à aller au bout sur le temps de ma thèse.

Le choix de la mesure d'auto-corrélation

Pour faire apparaître le caractère bosonique des atomes sur lesquels nous travaillons, nous avons choisi de réaliser une mesure de l'auto-corrélation en intensité. Cela répond à la question : « Quelle probabilité ai-je de détecter un atome à tel endroit, sachant que je viens juste d'en détecter un premier (à un endroit que je connais donc) ? ». Il s'agit donc d'une mesure de probabilité. Nous détaillerons ce point au chapitre 2. Expérimentalement, nous manipulons donc des signaux donnant les temps et positions des atomes, puis nous traitons numériquement les données.

Le choix de mesurer l'auto-corrélation du second ordre se justifie en plusieurs temps. Tout d'abord il y a un intérêt intrinsèque à cette mesure, qui constitue un test fondamental de la statistique quantique. Cela fait partie de ces expériences dont l'idée est très ancienne mais qui ont beaucoup tardé à être réalisées car elles étaient « trop » simples² : elles nécessitaient des systèmes trop purs. L'expérience qui consiste à mesurer la probabilité conjointe de détection de deux particules en fonction de leur distance est un test naturel de la validité de la statistique quantique. Mais l'expérience arrive alors que la validité de la théorie est acceptée de tous depuis longtemps. Quoiqu'il soit toujours important de vérifier expérimentalement les fondements d'une théorie, celle-ci est si bien assise que si notre expérience venait à donner un résultat contraire, c'est notre expérience plus que la théorie qui serait mise en doute. Cela seul ne suffit donc pas à justifier cette mesure, même si elle est très « belle » : c'est un test on ne peut plus direct.

¹ « notre » désigne l'équipe He^* : Chris Westbrook, Denis Boiron, José Gomes, Martijn Schellekens, Aurélien Perrin et moi-même.

²L'expérience de pensée considère souvent des gaz parfaits... l'expérience menée au laboratoire se charge en général d'y remettre un peu de complexité. Dans notre cas, les interactions ne sont a priori pas négligeables.

Ce qui est intéressant dans cette mesure, c'est que c'est pour nous la mesure la plus facile qu'on puisse faire avec le nouveau détecteur que nous avons installé. C'est un détecteur sensible en position et très bien résolu en temps qui permet de reconstruire en 3D l'image d'un nuage d'atomes métastables. On le décrira au chapitre 3. Le but de ce détecteur n'est pas de réaliser des expériences qu'on aurait pu faire avec l'ancien montage expérimental. C'est un détecteur qui nous permet de faire un pas dans le comptage des atomes, et qui permet d'entrevoir des mesures de corrélation assez fines. C'est donc un pas vers une nouvelle étude quantitative des gaz froids, par exemple par collision. L'intérêt de la mesure de l'auto-corrélation est alors de faire une sorte de répétition grandeur nature. Côté détection, cette mesure nécessite de réunir tous les éléments qui autoriseront ensuite d'autres mesures de corrélation. La mesure est plus simple car nous verrons qu'il « suffit » de laisser tomber les atomes sur le détecteur.

L'avantage de l'hélium métastable pour réaliser ces mesures est qu'il est à ce jour le seul atome que l'on sache condenser dans un état métastable. Cela est intéressant car savoir condenser un nuage d'atomes (au sens de Bose-Einstein) implique que l'on sait le refroidir au voisinage de la température nulle ($-273,15\text{ °C}$), et donc qu'on peut obtenir des systèmes très purs (avec très peu d'états quantiques qui sont peuplés). Utiliser un atome métastable permet d'envisager une détection directement électronique, ce qui permet de faire du comptage d'atomes individuels, et donne accès à des constantes de temps a priori plus favorables. L'hélium métastable (décrit sommairement au 1.2) est donc le candidat idéal pour réaliser une mesure en comptage sur des gaz dilués très froids.

Plan du mémoire

La conclusion de ma thèse en est le résultat : la mesure de l'effet de groupement de bosons dans un signal de corrélation entre atomes d'hélium métastable. En bref, mon projet de thèse a donc consisté à modifier le montage, le rendre en état de marche, et aboutir à la mesure. Ce mémoire de thèse sera l'explicitation du cheminement qui conduit de l'ancien montage (chapitre 1 introductif) à ce nouveau montage qui marche (conclusion). Les chapitres intermédiaires décrivent successivement la motivation et l'objectif ultime à atteindre — le signal de corrélation —, puis le moyen de la mesure — le détecteur —, et enfin les diverses modifications pratiques qu'il a fallu apporter au montage pour que tout cela fonctionne réellement.

Dans le premier chapitre (« d'où part-on ? ») je présenterai tout l'arrière-plan physique, le contexte expérimental de l'expérience. Pour comprendre le montage expérimental, je commencerai par exposer brièvement ce qu'est la condensation de Bose-Einstein, et qui est l'atome qui sert de substrat à nos expériences : l'hélium métastable. Cela nous permettra alors de décrire le montage expérimental à travers ses différentes fonctions.

Dans le deuxième chapitre (« où va-t-on ? ») je présenterai le fondement théorique de l'expérience. J'expliquerai d'abord « avec les mains » en quoi consiste l'effet de groupement de bosons, et la façon dont on le mesure. Je comparerai alors avec les expériences déjà réalisées en la matière. Ce n'est qu'ensuite que viendront les calculs théoriques, suivant les différents cas, et la prévision précise du signal à observer incluant le bruit de mesure.

Le troisième chapitre (« comment ? ») exposera ce qu'il est besoin de savoir sur le détecteur utilisé pour saisir les difficultés et les limites de l'expérience. Je commencerai par donner le principe du fonctionnement idéal. Puis j'en viendrai aux questions de

temps mort, et donc de saturation.

Je finirai par un quatrième chapitre qui tirera les conséquences de ce qui précède en termes de modifications du montage. On continuera avec les modifications apportées au système à vide. Puis viendront deux détecteurs additionnels, ajoutés pour faciliter le réglage du tout.

La conclusion présentera brièvement le résultat expérimental qui est venu couronner ce projet. Le détail du traitement des données sera exposé dans le mémoire de thèse de Martijn Schellekens, qui suivra le mien dans un an.

Présentation du dispositif expérimental

Ce chapitre introduit le dispositif expérimental. Lorsque je suis arrivé en thèse, j'ai trouvé un montage expérimental qui avait été développé pour l'observation du phénomène de condensation dit « de Bose-Einstein ». Mon travail de thèse a pour l'essentiel consisté à modifier ce montage. Je dois donc commencer ici par le décrire.

Je vais tout d'abord expliquer le phénomène de condensation de Bose-Einstein. Ceci nous permettra de comprendre la nature et l'agencement des parties qui composait le montage expérimental. Dans les grandes lignes, ce dispositif n'a d'ailleurs pas été changé. Les modifications survenues au cours de ma thèse ont affecté certaines parties, isolément, dans leur détail technique. L'appareil change, mais sa fonction reste. C'est cette structure d'ensemble que nous allons aborder ici. Les modifications survenues durant ma thèse seront décrites aux chapitres 3 et 4.

Commençons donc par exposer le phénomène physique qui a structuré le montage.

1.1 Objectif expérimental : la condensation de Bose-Einstein

1.1.1 Bref historique

La condensation dite « de Bose-Einstein » est un phénomène dont l'histoire est récente. Contrairement à nombre d'autres phénomènes, en ce qui le concerne c'est la théorie qui a précédé l'expérience. C'est dans les années 1920 que le physicien indien Satyendranath Bose propose l'idée qui, diffusée[1] et généralisée[2, 3] par Einstein, conduira à prédire l'existence d'un nouvel état de la matière.

Alors que cette prédiction théorique existait donc depuis le début du siècle, il a fallu attendre 1995 pour qu'il soit enfin observé dans un nuage atomique dilué. Auparavant, on avait déjà obtenu le MASER[7] en 1954 et 6 ans plus tard le LASER, toutes réalisations expérimentales qui ont permis d'accréditer la théorie en ce qui concerne la lumière et ses particules constitutives : les photons. Mais pour les atomes, le chemin a été plus long.

On a obtenu de l'hélium ultra-froid dès 1937. Sa super-fluidité, c'est-à-dire le fait qu'il ne frotte pas lors d'un écoulement, a été mise en évidence la même année par P. Kapitza ainsi que J.F. Allen et A.D. Misener[5]. Le lien entre superfluidité et condensation de Bose-Einstein n'est établi que plus tard [8, 9]. Et en tout état de cause, dans l'hélium liquide, la fraction des atomes qui sont condensés n'excède pas 10%. Le phénomène est masqué par les interactions entre atomes. L'hélium liquide est en effet une phase très dense. L'observation de condensats de Bose-Einstein quasi-purs nécessitait donc des systèmes atomiques plus dilués.

Si l'attente a été si longue avant d'obtenir ces condensats quasi-purs, c'est que les

problèmes physiques et les difficultés techniques à résoudre étaient de taille. On verra dans la suite la variété de ces techniques. Rapidement : il s'agissait de ralentir les atomes, de les piéger et de les refroidir, et ce jusqu'à des températures en dessous du μK . Ces problèmes ont été résolus progressivement et ont abouti en 1995. La première, l'équipe de Boulder[10] a réussi à refroidir suffisamment (170 nK) un ensemble de 2000 atomes de rubidium pour voir apparaître enfin un signal caractérisant le condensat. Quelques mois plus tard, les équipes de Rice[11] puis du MIT[12] réussirent à leur tour à condenser des gaz dilués, respectivement de lithium et de sodium.

1.1.2 Présentation du phénomène

La présentation du phénomène de condensation de Bose-Einstein que nous ferons ici sera volontairement rapide et simplifiée. Il existe par ailleurs de nombreuses sources présentant la condensation de Bose-Einstein : dans les livres de physique statistique[108], dans des articles [37, 39], des collections d'articles[38] et des cours[35, 36] et dans d'autres thèses du groupe d'optique atomique[103, 104].

1.1.2.1 Présentation *simplissime*

Pour dire les choses rapidement, « condenser » des atomes — au sens de Bose-Einstein — signifie « mettre tous les atomes dans le même état quantique ». C'est-à-dire les mettre tous dans le même état, rigoureusement. Comment cela est-il possible ? Dans les grandes lignes, on procède comme suit. La nature a tendance à minimiser l'énergie. Ce que l'on veut faire, c'est donc mettre tous les atomes dans l'état de plus basse énergie. Le problème est essentiellement de limiter l'énergie cinétique à la valeur la plus basse possible, donc de refroidir l'échantillon. Si l'on est assez contraignant sur la température, la thermodynamique la plus intuitive nous prédit donc une accumulation d'atomes dans l'état de plus basse énergie, l'état fondamental. On a alors un nombre macroscopique d'atomes dans un même état, c'est-à-dire un condensat.

Il reste alors à comprendre quand ce phénomène se produit : quelle est la température T_c de la transition de phase entre le gaz thermique et le condensat ?

A ce stade, on doit prendre en compte le piégeage des atomes pour déterminer quels sont les niveaux d'énergie qui entrent en jeu. Ceux-ci sont confinés dans un piège harmonique, qu'on prendra isotrope pour simplifier. Le potentiel de piégeage a ainsi la forme générique

$$V(x, y, z) = \frac{1}{2}m\omega^2(x^2 + y^2 + z^2) \quad (1.1)$$

où la pulsation ω donne la raideur du piège. On sait alors que le niveau fondamental a une énergie $\frac{3}{2}\hbar\omega$ par rapport au fond du puits de potentiel, et les excités sont à une énergie $(n_x + n_y + n_z)\hbar\omega$ plus élevée, où les n_x, n_y, n_z sont des nombres entiers. Il faut donc comparer, pour chaque dimension spatiale, l'énergie thermique $\frac{1}{2}k_B T$ avec l'énergie du premier état excité $\hbar\omega$. Au total, on voudrait donc comparer $k_B T$ avec $\hbar\omega$. Ceci est très restrictif. Le raisonnement qui suit aboutit à un résultat qui montre qu'en réalité la condensation se produit même bien avant qu'on atteigne $k_B T = \hbar\omega$.

Pour obtenir T_c , on va maintenant utiliser un critère qualitatif. On veut trouver λ_T , une longueur caractéristique des effets de la statistique de Bose-Einstein. On la compare ensuite à la distance entre atomes $n^{-1/3}$, avec n la densité des atomes. Si deux atomes se trouvent à moins de λ_T l'un de l'autre, alors ils « se sentent » via la statistique de Bose-Einstein. En particulier, si la densité est telle qu'en moyenne deux atomes sont à

moins de λ_T l'un de l'autre, alors la distribution des atomes doit être reconsidérée. Ce n'est plus la distribution thermique qui est pertinente. La statistique quantique se fait pleinement sentir : on obtient le condensat. Ceci arrive donc pour $\lambda_T n^{1/3} \geq 1$. On voit donc que ce qui intervient n'est pas directement la longueur caractéristique du piégeage l mais la distance moyenne entre deux atomes $l/N^{1/3}$. C'est cette distance¹ qu'on veut comparer à λ_T .

Il nous reste donc à trouver l et λ_T . Dans une distribution thermique $E = 3k_B T$ ($\frac{1}{2}k_B T$ par degré de liberté); dans un piège harmonique $E = \frac{3}{2}m\omega^2 l^2$ (voir équation 1.1). Donc $l \approx \sqrt{\frac{k_B T}{m\omega^2}}$. Pour λ_T c'est plus difficile. On verra au chapitre 2 que la longueur cherchée n'est autre que λ_{dB} , la longueur d'onde thermique de De Broglie. Je laisse pour l'instant de côté la justification, et j'admets le résultat. λ_{dB} trouve son origine dans la correspondance entre onde et particule. Elle est définie comme la longueur d'onde de l'onde équivalente à la particule. Pour une particule d'impulsion p , elle vaut $\lambda_{dB} = \frac{h}{p}$. Il se trouve ici qu'il faut prendre une sorte de particule « moyenne », fictive, qui a une énergie de l'ordre de $k_B T$. Ce sera donc la longueur d'onde *thermique* de De Broglie. Dans un piège harmonique, cela correspond à une impulsion $\sqrt{2mk_B T}$. L'expression complète est

$$\lambda_{dB} = \hbar \sqrt{\frac{2\pi}{mk_B T}} \quad .$$

C'est cette « taille » qui donne l'échelle de longueur où se jouent les effets de la nature quantique des particules². Le critère pertinent est donc $N(\frac{\hbar\bar{\omega}}{k_B T})^3 \geq 1$, ou encore

$$T < T_c \quad \text{avec} \quad T_c \approx N^{1/3} \frac{\hbar\bar{\omega}}{k_B}$$

Dans notre cas, $\bar{\omega} \approx 10^3 \text{rad.s}^{-1}$ et $N \approx 10^5$ donc on en déduit une température de l'ordre de $1 \mu\text{K}$: c'est la gamme de températures à atteindre pour condenser avec notre montage.

1.1.2.2 Présentation *simplifiée*

Nous allons maintenant présenter une version plus complète de la condensation, qui permet de mieux suivre l'apparition du condensat, en donnant notamment la fraction condensée f , et qui détermine une valeur plus précise de T_c . Nous serons amenés à faire l'approximation semi-classique. Nous nous plaçons toujours dans un potentiel harmonique.

On commence avec l'expression

$$\bar{n}_p = \frac{1}{e^{\beta(\varepsilon_p - \mu)} - 1}$$

qui donne le nombre moyen d'occupation du niveau p en fonction de son énergie ε_p . La relation exprime que les particules obéissent à la statistique de Bose-Einstein. $\beta = 1/k_B T$ et le potentiel chimique μ décrivent les thermostats du calcul de thermodynamique

¹On aurait pu penser aussi à une autre taille caractéristique : celle de l'état fondamental du piège $\sqrt{\frac{\hbar}{m\omega}}$. Elle dépend du piège via ω . Mais elle ne sert qu'à donner la taille du condensat, une fois celui-ci formé (et en l'absence d'interactions). Pour l'instant, le nuage remplit a priori un grand nombre d'états du piège, la distribution étant donnée par la température T .

²et je renvoie au chapitre 2 pour les détails

sous-jacent, effectué dans l'ensemble grand-canonique : ils traduisent que l'on a momentanément relâché les contraintes sur l'énergie et le nombre d'atomes N du système. Dans un système réel, on doit alors s'assurer notamment que $N = \sum_p \bar{n}_p$, équation qui est satisfaite en ajustant μ .

Lorsque la température décroît, la condition sur N ne peut être satisfaite que si $\varepsilon_p - \mu$ décroît aussi. Le potentiel chimique augmente progressivement. ε_p augmente avec p , donc ε_0 est le niveau de plus basse énergie. La condition $\bar{n}_p > 0$ impose alors $\mu < \varepsilon_0$. Le potentiel chimique se rapproche (par valeurs négatives) de l'énergie du fondamental. A la limite où T tend vers zéro, tous les \bar{n}_p tendent vers 0. La condition sur N ne tient donc que si $\mu \rightarrow \varepsilon_0$. Dans cette limite, la population de l'état fondamental diverge alors que les autres états se dépeuplent. Il y a accumulation dans le fondamental : c'est la condensation.

Pour calculer T_c et f , on particularise donc cet état en notant N_0 sa population. On fait ensuite l'approximation semi-classique pour calculer $N - N_0$: on considère la température assez élevée pour négliger la discrétisation des niveaux d'énergie, c'est-à-dire qu'on fait $\tau = \frac{\hbar\bar{\omega}}{k_B T} \ll 1$. On trouve alors

$$N - N_0 = \left(\frac{k_B T}{\hbar\omega} \right)^3 g_3(z) \quad \text{avec} \quad g_3(z) = \sum_{l=1}^{+\infty} \frac{z^l}{l^3} \quad \text{et} \quad z = e^{\beta(\mu - \varepsilon_0)} \text{ la fugacité.}$$

Pour un piège anisotrope de potentiel $V(x, y, z) = \frac{1}{2}m [\omega_{\perp}^2(x^2 + y^2) + \omega_{\parallel}^2 z^2]$, le résultat est le même à condition de remplacer ω par $\bar{\omega} = \sqrt[3]{\omega_{\perp}^2 \omega_{\parallel}}$, la moyenne géométrique des pulsations propres du piège.

La condensation se produit lorsque \bar{n}_0 diverge, donc lorsque $\mu \rightarrow \varepsilon_0$, c'est-à-dire $z \rightarrow 1$. Cela se produit nécessairement pour T assez petit. En effet, g_3 est une fonction strictement croissante et $z < 1$. Donc le nombre $N - N_0$ des particules excitées sature, et le surplus ne peut que s'accumuler dans l'état fondamental. Ceci donne

$$T_c = \frac{\hbar\bar{\omega}}{k_B} \left(\frac{N}{g_3(1)} \right)^{1/3} \quad \text{et} \quad f = \frac{N_0}{N} = 1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^3 \quad (1.2)$$

avec la valeur $g_3(1) = 1,202$.

1.1.2.3 Présentation plus détaillée

Ce qui précède permet de se forger une représentation intuitive du phénomène de la condensation. Cela permet aussi d'obtenir une valeur assez bonne de T_c , et décrit assez bien l'évolution de la fraction condensée en fonction de la température.

Néanmoins, il se pose deux problèmes si l'on veut regarder plus précisément ce qui se passe. Premièrement, le calcul précédent est fait sur un gaz parfait de bosons : on ne prend donc pas en compte les interactions. Prendre en compte les interactions conduirait notamment à déplacer un peu T_c , mais change aussi la fraction condensée[34].

Une autre correction à apporter serait d'aller au-delà de l'approximation semi-classique, c'est-à-dire de s'affranchir de la condition $\tau = \frac{\hbar\bar{\omega}}{k_B T} \ll 1$, ou au moins de développer autour de ce paramètre. Une autre encore consiste à rester en deçà de la limite thermodynamique. Le calcul qui aboutit au résultat précédent est fait dans la limite thermodynamique, à savoir $N \rightarrow \infty$, en gardant la densité constante. Ceci est traité dans le cas du gaz parfait dans la référence [40] (voir aussi annexe B).

1.1.3 Contraintes expérimentales

Pour obtenir un condensat de Bose-Einstein, on doit respecter un cahier des charges très serré.

La température des atomes doit atteindre au moins la gamme du micro-kelvin. Or, peu de processus de refroidissement le permettent. En effet, la température Doppler de l'hélium métastable est de l'ordre de 35 à 40 μK selon la transition utilisée. Même la température de recul³, limite presque ultime⁴ pour le refroidissement par LASER, est au mieux de 4 μK . On verra plus loin au 1.3.3.3 comment refroidir au-delà de cette limite. On peut cependant en tirer tout de suite un enseignement : l'enceinte doit être très bien isolée de toute lumière parasite. Le moindre photon absorbé chauffe l'atome et on verra qu'il l'éjecte du piège. Les parties optiques du montage ont donc été isolées dans des boîtes ; le seul accès restant vers l'enceinte à vide est le trajet suivi par le faisceau lumineux utile, à travers lentilles, cubes et modulateurs acousto-optiques. Des obturateurs mécaniques ferment ces accès lorsque le faisceau n'est pas utilisé.

La qualité du vide est un autre élément déterminant. Le vide résiduel dans notre enceinte est de l'ordre de quelques 10^{-11} mbar. On verra plus loin que les collisions avec des atomes de ce gaz résiduel provoquent des pertes d'atomes. C'est même l'élément limitant, qui fixe la durée de vie du piège d'atomes. En l'occurrence, un atome attend en moyenne plusieurs dizaines de secondes avant d'effectuer de telles collisions. Notre niveau d'exigence n'est pas fixé par la durée d'une expérience sur le condensat, qui est en général très courte, et limitée par d'autres collisions. Cela vient du processus de refroidissement qui, on le verra au 1.3.3, dure environ 50 secondes au total.

Le nombre d'atomes obtenu en bout de course rentre aussi dans notre cahier des charges, compte tenu de notre système de détection. On détecte environ un atome sur dix parmi ceux qui sont dans le piège (voir 1.3.4.1, ceci est spécifique à notre façon de couper les champs de piégeage). Si l'on veut donc un profil de densité, même sur une seule dimension (intégré sur les deux autres), avec une dizaine de points, et si l'on veut que chacun de ces points ait un bruit de comptage de 10 % (donc avec 100 coups), on trouve que le piège doit contenir au moins 10^4 atomes. C'est le grand minimum pour pouvoir observer le profil de densité.

Enfin, la stabilité du montage est très importante. On veut pouvoir obtenir à peu de choses près le même nombre d'atomes et la même température d'une fois sur l'autre. En pratique, c'est un point qui limite les expériences accessibles au montage. Nous verrons au 1.3.3.3 que la stabilité en température est liée à la stabilité du champ magnétique au centre du piège. La stabilité en nombre d'atomes à une étape est héritée de toutes les étapes précédentes. C'est un combat permanent lorsqu'on effectue les réglages. C'est d'autant plus critique que la dernière étape de refroidissement, le refroidissement par évaporation radio-fréquence, est très sensible au nombre d'atomes initial. Une faible variation du nombre d'atomes est multipliée : à la limite, une chute de 20 % peut se traduire par la disparition du condensat (voir 1.3.3.3).

On peut se fixer d'autres contraintes, notamment sur les caractéristiques du piège : raideur du piège, rapport d'anisotropie du piège (piège plus ou moins plat ou allongé, en forme de grain de riz ou de lentille). La raideur de notre piège est limitée d'une part par le courant qu'on peut faire circuler dans les bobines (actuellement 220 A),

³C'est une température *reliée* à l'énergie de recul, c'est-à-dire l'énergie cinétique acquise par un atome au repos lorsqu'il absorbe ou émet un photon.

⁴On peut aller au-delà [28, 29, 26] même si les techniques qu'ils faut alors mettre en œuvre sont plus ardues.

et par l'encombrement de l'ensemble, qui nous empêche de rapprocher les bobines du centre du piège. On ne s'étendra pas sur cet aspect du montage, qui n'est pas celui qui nous intéresse le plus ici ; on trouvera des détails dans la référence [86]. Le rapport d'anisotropie de notre piège est fixé à environ 20 : il est assez allongé.

1.2 Le système physique choisi : l'hélium métastable

En décrivant le phénomène de condensation, nous avons posé l'arrière-plan et les rôles. Il nous manque à présent l'acteur principal : l'atome d'hélium. En effet, la mesure proposée dans ce mémoire de thèse, consistant à mesurer des corrélations dans l'arrivée des atomes d'hélium sur le détecteur, est très liée à l'atome d'hélium lui-même. Ses caractéristiques collisionnelles sont essentielles à l'obtention du gaz ultra-froid, voire du condensat. Et le mode de détection que nous avons choisi, nous le verrons dans la suite au 1.3.4, repose essentiellement sur l'exploitation de la métastabilité de l'hélium. Nous ne pourrions donc pas faire l'économie d'un petit retour sur la physique des gaz froids d'hélium.

Nous allons passer en revue l'hélium métastable. Je commence par rappeler rapidement quelques caractéristiques utiles de l'atome d'hélium isolé. Puis je décrirai les collisions dans les gaz froids d'hélium.

1.2.1 Présentation générale de l'atome

L'élément hélium est présent dans la nature sous deux formes isotopiques. Celle qui nous intéresse ici est ${}^4\text{He}$, le boson. Une caractéristique spectroscopique intéressante de ${}^4\text{He}$ est qu'il n'a pas de structure hyper-fine. Le schéma énergétique des premiers niveaux est représenté sur la figure 1.1.

Nous utilisons l'atome d'hélium dans son premier niveau excité : 2^3S_1 . La durée de vie de cet état étant de 7900 s environ[70], on la considère comme infinie dans notre expérience. C'est ce niveau métastable que nous considérons comme le niveau fondamental, que nous notons He^* . On peut le coupler aux niveaux $2^3P_{0,1,2}$ avec un laser dans l'infrarouge, à $\lambda \approx 1,083 \mu\text{m}$. En particulier, la transition vers 2^3P_2 est pratiquement fermée : on peut exciter des atomes dans ce niveau sans risquer de perte vers le niveau fondamental. La référence [87] donne un taux de désexcitation vers le fondamental plus de 25 millions de fois plus faible que vers le niveau métastable : la durée de vie pour la désexcitation vers le fondamental est entre 2,5 et 4,5 s, contre 98 ns vers le niveau métastable. C'est cette transition que nous utilisons pour manipuler les atomes : refroidissement Zeeman, mélasse optique, piège magnéto-optique. La seule exception vient du pompage optique, pour lequel nous utilisons aussi parfois la transition vers 2^3P_1 .

Notons enfin que certains⁵ utilisent la transition à 389 nm vers $3^3P_{0,1,2}$, également possible, mais non fermée : seulement 90 % des atomes se désexcitent vers le niveau métastable. Nous ne l'utilisons pas sur notre montage.

Le tableau 1.1 donne les caractéristiques principales de la transition que nous utilisons.

⁵C'est le cas du groupe d'Amsterdam[62, 59].

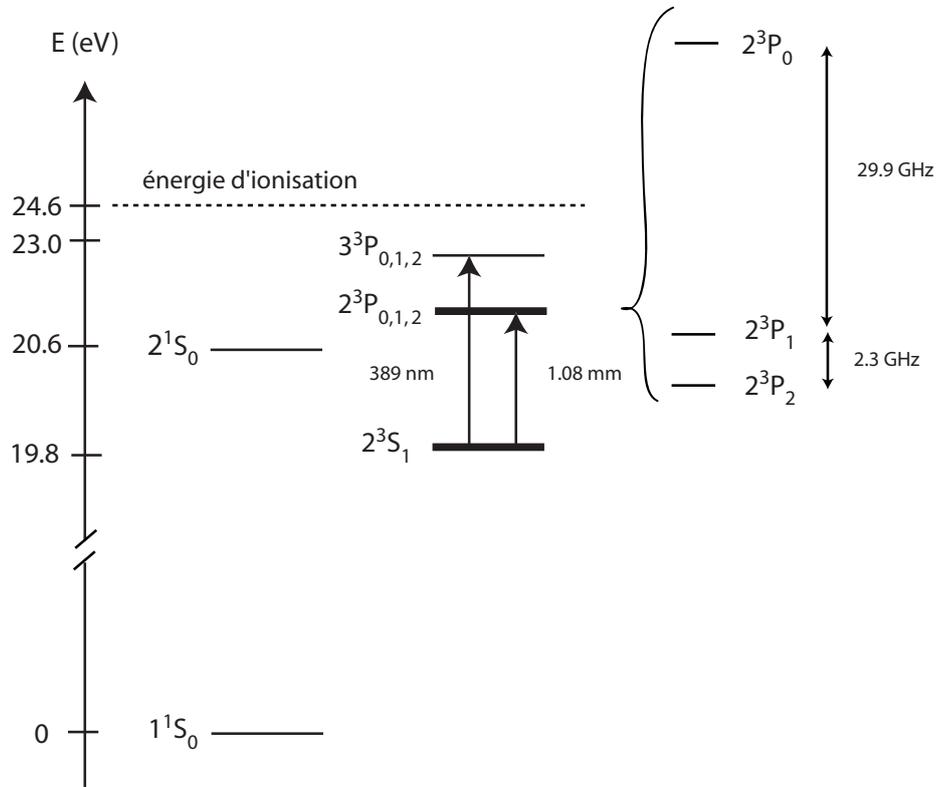


FIG. 1.1 – Premiers niveaux d'énergie de l'hélium, et les deux transitions optiques utilisables pour la manipulation des atomes. On a mis en trait épais les deux niveaux qui nous intéressent plus particulièrement ici.

| Paramètre | Notation | Valeur | Unité |
|--|------------------|-------------------------|-------------------------|
| Masse de He^* | m | 6.697×10^{-27} | kg |
| longueur d'onde de la transition $2^3S_1 - 2^3P_2$ | λ | 1.08333 | μm |
| largeur transition $2^3S_1 - 2^3P_2$ | $\Gamma/2\pi$ | 1.62 | MHz |
| intensité de saturation | I_{sat} | 0,17 | mW/cm^2 |
| vitesse de recul | v_{rec} | 9.200 | cm/s |
| Énergie d'ionisation (niveau fondamental) | E_{ion} | 24.580 | eV |
| Énergie d'excitation (niveau métastable) | E_{exc} | 19.82 | eV |

TAB. 1.1 – Données sur l'hélium et la transition atomique utilisée pour la manipulation des atomes dans leur niveau métastable 2^3S_1 . Les données sont partiellement extraites de la référence [26]. Durée de vie et rapports de branchement : voir le texte.

1.2.2 Un aspect des nuages froids d'hélium métastable : les collisions

Le caractère métastable d' He^* n'est pas gênant pour l'atome isolé, mais pose en revanche des problèmes dans les phénomènes de collision. Les 20 eV qui le séparent du (véritable) fondamental 1^1S_0 représentent assez d'énergie pour ioniser une autre particule. Nous en tirons d'ailleurs partie dans notre système de détection, qui repose sur cette faculté d'arracher un électron. Mais, revers de la médaille, cela conduit à des pertes par collision.

1.2.2.1 Collisions inélastiques

Les collisions inélastiques, c'est-à-dire celles qui modifient l'état interne de l'atome, sont de plusieurs sortes. On a évacué les pertes radiatives, limitation intrinsèque de la métastabilité, car la durée de vie est de l'ordre de 7900 s. Cela est dû au fait que la désexcitation $He^* \rightarrow He + photon$ ne conserve pas le spin de l'atome (et le moment cinétique orbital reste nul). Les collisions inélastiques restantes font toutes intervenir une autre particule : il y a collision soit avec le gaz résiduel, soit avec d'autres atomes d' He^* . Au cours du processus, un atome He^* se désexcite et ionise un de ses partenaires. Nous allons faire l'inventaire de ces collisions par ordre d'apparition lorsque la densité du gaz croît.

Premier cas possible : les collisions « à un corps »⁶. Lorsque la densité du gaz piégé est très faible, statistiquement, deux He^* ne se rencontrent presque jamais. Supposons donc que He^* rencontre une molécule du gaz résiduel. Le vide dans notre enceinte est limité par un gaz résiduel qui se compose surtout de molécules de dihydrogène et d'eau. Soit X la molécule impliquée dans la collision. Les produits de collision peuvent être $He + X^+ + e^-$ ou $HeX^+ + e^-$. Dans tous les cas, He^* est désexcité, un ion et un électron sont produits. Ceci conduit à des pertes proportionnelles au nombre d'atomes dans le piège.

Deuxième cas de figure : les collisions à deux corps. Lorsque la densité augmente, il devient de plus en plus probable que deux He^* se rencontrent. Deux voies de sorties sont alors possibles pour la collision, comme dans le cas précédent : $He + He^+ + e^-$ et $He_2^+ + e^-$. Cette fois encore, il y a désexcitation de He^* et production d'un ion et d'un électron. Par contre, ces pertes sont proportionnelles au carré de la densité dans le piège, et deux He^* sont perdus. Autre différence avec les collisions à un corps : les collisions à deux corps sont exaltées par la lumière. Lorsque les atomes sont en présence de lumière à résonance avec la transition $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_2$ la section efficace de la transition augmente de deux ordres de grandeurs[79, 74].

Dernier cas de figure : les collisions à trois corps. Elles se produisent pour des gaz très denses. En ce qui nous concerne, cela n'arrive que lorsqu'on s'approche du seuil de condensation. Ces collisions produisent une molécule excitée He_2^* et un atome He^* emporte l'énergie de la collision sous forme d'énergie cinétique, correspondant à environ 400 μ K. La molécule se désexcite ensuite sous forme d'un ion He^+ et d'un atome He . Cela conduit donc encore à la production d'un ion et d'un électron. Mais cette fois, le processus produit aussi un atome He^* . Celui-ci est néanmoins perdu car il est bien trop chaud pour rester piégé. Les pertes sont donc proportionnelles au cube de la densité dans le piège, et trois He^* sont perdus.

On en a fini. Il n'y aura pas de collision d'ordre plus élevé, par exemple entre quatre

⁶c'est-à-dire avec un seul atome He^*

He^* . La densité de nos échantillon n'est pas suffisante pour cela. Avec une densité de l'ordre de 10^{13} cm^{-3} au seuil de condensation, dans un piège magnétique (voir paragraphe suivant sur le rôle du spin), la constante de collision à trois corps est de l'ordre de $10^{-27} \text{ cm}^6/\text{s}$ soit 10^{-1} collision par seconde, c'est-à-dire tout juste le même ordre de grandeur que les collisions à deux corps, avec une constante de collision de l'ordre de $10^{-14} \text{ cm}^3/\text{s}$. On se reportera aux articles [63, 60] pour les valeurs précises, rappelées dans le tableau 1.2 ci-dessous. De même, on ne s'attend pas à voir des collisions secondaires, c'est-à-dire entre He^* et le produit d'une des collisions précédemment décrites[84].

Du point de vue des pertes, on peut résumer tout ceci par la formule

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{N}{\tau} - \beta \int n^2 d\vec{r} - L \int n^3 d\vec{r}$$

qui exprime la variation du nombre d'atomes N comme une perte par des processus à un corps (N/τ), à deux corps (terme en n^2) ou à trois corps (terme en n^3). On peut aussi exprimer le flux d'ions I produit lors de ces pertes : c'est la même expression, en ne retenant pour la durée de vie que les pertes à un corps qui mènent à une ionisation : $\tau_i > \tau$.

$$I = -\frac{N}{\tau_i} - \frac{1}{2}\beta \int n^2 d\vec{r} - \frac{1}{3}L \int n^3 d\vec{r}$$

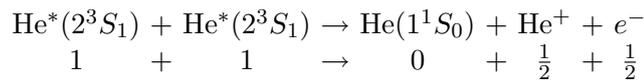
On a juste pris soin d'introduire les facteurs $1/2$ et $1/3$ pour exprimer que lors des collisions à deux corps (respectivement trois corps) il n'y a qu'un seul ion produit pour deux (respectivement trois) atomes d' He^* perdus.

1.2.2.2 Considérations sur le spin

J'ai pour l'instant volontairement passé sous silence ce qui a trait au spin des particules⁷. En réalité, considérer le spin est essentiel pour nous. En effet, les collisions sont principalement le résultat d'interactions entre moments électriques et non pas magnétiques. Le spin doit donc être conservé au cours des collisions.

Or, nous le verrons plus loin dans la section 1.3.2 qui décrit le piégeage des atomes, les deux pièges utilisés sont très différents à cet égard. Le piégeage magnéto-optique ne sélectionne aucune valeur particulière du spin. Donc toutes les valeurs possibles sont a priori réalisées. Il n'y a pas de limitation liée au spin. Dans ce piège, on obtient une constante de collisions à deux corps de l'ordre de $5.10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$.

Le piégeage magnétique, par contre, sélectionne les atomes qui sont dans des sous-niveaux $m \geq 0$, c'est-à-dire ici le sous-niveau $m = +1$. Dans le piège on a donc $m = m_{max} = +J$. Lors d'une collision, les atomes sont initialement dans un état de spin maximum, ce qui contraint le spin des produits de collision. Dans le cas des collisions à deux corps, on a nécessairement la situation suivante : (valeurs de $J = m_{max}$)



Au premier ordre, ces collisions sont donc supprimées par la polarisation. Elles ne peuvent avoir lieu que grâce aux interactions entre moments magnétiques. On obtient finalement une constante de collisions à deux corps de l'ordre de $0,9.10^{-14} \text{ cm}^3/\text{s}$. Les collisions sont donc réduites d'un facteur 5.10^4 environ ! La même réduction a lieu pour les collisions à trois corps.

⁷On a juste dit au 1.2.2.1 que cela explique la métastabilité de He^* .

Le fait que le piège magnétique sélectionne les particules de moment magnétique positif nous est donc très précieux. Concrètement, supposons, comme précédemment, un piège d'une densité de 10^{13} at/cm³. Un piège où les atomes ne sont pas polarisés est vide en moins d'une milliseconde. Un piège polarisant, où les atomes sont nécessairement polarisés, se vide sur une durée d'une dizaine de secondes[78] (en ne considérant que les collisions à deux corps).

Pour être plus complet, je devrais ajouter que dans un piège polarisant il faut prendre en compte d'autres pertes : la relaxation de spin, intervenant à la suite de collisions inélastiques, donne des pertes d'atomes supplémentaires⁸. Néanmoins, il est très favorable de se placer dans un piège polarisant. J'ajoute aussi que ces considérations sur le spin et les collisions ne sont pas les seules qui interviennent dans le choix du piège, même si elles sont cruciales. Le piège magnétique est en effet intrinsèquement meilleur pour refroidir les atomes que le piège magnéto-optique, limité par l'échange de photons entre les faisceaux lumineux et les atomes (voir section 1.3.3 sur le refroidissement).

En résumé, nous pouvons d'ores et déjà attribuer à chaque phase du refroidissement son type de collisions dominant. Jusqu'au piège magnéto-optique, ce sont les collisions à deux corps qui dominent, assistées pas la lumière. Il y a peu de collisions à un corps. Dans le piège magnétique, lorsqu'il est encore chaud, on réduit les collisions à deux corps de plusieurs ordres de grandeur et seules restent donc les collisions à un corps. Les collisions à deux corps réapparaissent lorsque la densité a beaucoup augmenté. Et ce n'est que sur la toute fin que les collisions à trois corps font leur apparition et concurrencent tout juste celles à deux corps.

1.2.2.3 Collisions élastiques

Dans le gaz d'hélium froid, il se produit aussi des collisions élastiques. Elles aussi produisent des pertes. On peut faire la même classification que ci-dessus. Les collisions peuvent avoir lieu soit avec le gaz du vide résiduel, soit avec d'autres atomes piégés. Dans tous les cas, la collision étant élastique, elle doit laisser les atomes dans l'état métastable. Tout est donc à chercher dans le chauffage que cela induit : les atomes trop chauds peuvent être éjectés du piège et donc perdus. Cela est surtout critique lors de collisions avec le gaz résiduel : il est beaucoup plus chaud que le gaz piégé (il est à la température ambiante du laboratoire), et donc la collision a toutes les chances d'aboutir à la perte d'un atome.

En revanche, les collisions entre plusieurs atomes d'*He** sont plutôt utiles. Par la redistribution de vitesse qu'elles induisent, elles mènent à la thermalisation du gaz. Cette tendance à toujours reconstruire la distribution thermique est cruciale dans la phase finale du refroidissement : l'évaporation radio-fréquence. On a alors besoin de reconstruire en permanence la distribution thermique d'équilibre des atomes, et ce le plus vite possible. Ce sont ces collisions élastiques qui fixent la constante de temps. Dans notre cas, la constante de collisions est estimée à $5 \cdot 10^{-9}$ cm³/s[69].

Les collisions élastiques induisent donc une interaction entre les particules. Lorsque la température est suffisamment faible, le potentiel d'interaction entre deux atomes est modélisable par un potentiel ponctuel paramétré par la longueur de diffusion *a*. L'idée sous-jacente est que si la température est suffisamment faible, la collision se fait à énergie cinétique presque nulle. Dans ce cas, seul le moment cinétique le plus bas intervient : on a une collision en onde *s*. Celle-ci étant isotrope, un seul paramètre suffit pour la

⁸avec une constante de collision inférieure à $2 \cdot 10^{-15}$ cm³/s[76]

décrire : c'est la longueur de diffusion. Elle correspond à la taille des particules dans un modèle de sphères dures. Dans un modèle quantique plus évolué, elle donne la taille de la zone au-delà de laquelle la fonction d'onde ressemble à celle d'une particule libre. Elle a été mesurée sur notre montage : nous avons trouvé une valeur⁹ de 11,3 nm[63, 60].

1.2.2.4 Collisions ionisantes et collisions non-ionisantes. Mesure des constantes de collision

Ce qui précède montre que l'on peut identifier collisions ionisantes et collisions inélastiques. On peut donc classer grossièrement les collisions entre celles qui aboutissent à :

- la thermalisation (pertes mineures) = élastiques entre atomes d' He^* ,
- des pertes sans ionisation = élastiques entre He^* et le gaz résiduel,
- des pertes avec production d'un ion = inélastiques.

Les collisions ionisantes sont particulièrement importantes pour nous. Au-delà de l'aspect négatif que constitue la perte d'atomes, cela nous fournit un excellent moyen de sonder la densité du piège en temps réel. On peut en effet détecter ces ions. De plus cette mesure a l'avantage d'être non-perturbative, au sens où elle n'apporte pas de perturbation supplémentaire aux atomes piégés : il s'agit simplement de tirer partie au mieux de pertes inéluctables.

On pourrait aussi envisager de détecter les électrons au lieu des ions. Mais on verra que la façon dont notre détecteur est conçu nous en empêche.

L'étude de ces collisions nous a conduit à estimer les caractéristiques collisionnelles essentielles du gaz d'hélium froid. En conclusion, on peut donc rappeler :

| | |
|---|--|
| longueur de diffusion | $11,3_{-1,0}^{+2,5}$ nm |
| C^{ste} coll. thermalisation | $5 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3/\text{s} \pm \text{facteur } 3, \text{ à } \approx 1 \text{ mK}$ |
| C^{ste} coll. ionisantes, deux corps, non polarisé | $5 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s} \text{ à } \approx 1 \text{ mK}$ |
| C^{ste} coll. ionisantes, deux corps, polarisé | $0,9_{-0,8}^{+2,0} \cdot 10^{-14} \text{ cm}^3/\text{s} \text{ à } \approx 2 \text{ } \mu\text{K}$ |
| C^{ste} coll. ionisantes, trois corps, polarisé | $2,5_{-1,7}^{+5,3} \cdot 10^{-27} \text{ cm}^6/\text{s} \text{ à } \approx 2 \text{ } \mu\text{K}$ |

TAB. 1.2 – Caractéristiques collisionnelles de l'hélium froid. Voir le dernier paragraphe pour les références, et pour une donnée nouvelle sur la longueur de diffusion.

Pour être plus complet, il me faut ajouter la constante de collisions avec le gaz résiduel. Elle dépend du vide qui règne dans l'enceinte. Sur notre montage, la durée de vie du piège magnétique a varié entre 60 et 120 s selon la qualité du vide. Après les modifications décrites au chapitre 4, on est parvenu à une durée de vie de 80 s. Lorsque l'on retire la part qui est due à la lumière résiduelle, on trouve 100 s¹⁰.

⁹à nuancer : voir le dernier paragraphe du 1.2.2.4.

¹⁰On peut encore séparer la contribution du gaz résiduel entre la part due à la pression (130 s) et celle due à un reste d'atomes provenant de la source à travers le tube du ralentisseur Zeeman (400 s).

Enfin, le lecteur soucieux de plus détails pourra se référer aux mémoires de thèse qui portent sur ces mesures : [86] et [85] pour la thermalisation, [84] et [83] pour les collisions inélastiques et la longueur de diffusion. Ils font sur le sujet une revue et une étude expérimentale. Les valeurs sont publiées : pour la thermalisation dans [69] ; pour les collisions à deux corps non-polarisées dans [72], [79] et [74] ; pour la longueur de diffusion dans [68] et [66] ; toujours pour la longueur de diffusion, mais aussi les collisions polarisées qui s'en déduisent dans [63] et avec une valeur plus précise dans [60]. Enfin, une nouvelle valeur de la longueur de diffusion [58] a été publiée très récemment : elle serait entre 6,6 et 7,7 nm. Bien que nettement inférieure aux autres, cette mesure semble très crédible car elle est obtenue par une méthode indépendante, et a priori très fiable (mesure spectroscopique). Comme elle est apparue très récemment, nous ne l'avons pas encore prise en compte, d'où la valeur encore inscrite au tableau 1.2. Dans les applications numériques, nous avons utilisé la valeur $a = 10$ nm.

1.3 Description du montage expérimental

Pour achever la présentation de l'arrière-plan expérimental de ce mémoire de thèse, je souhaiterais introduire le montage expérimental lui-même. De manière générale, c'est souvent lui en effet qui nous dicte ses contraintes. Et dans le cas particulier de mon travail de thèse, il a été le centre de mon activité. Sans rentrer dans tous les détails techniques, nous allons donc l'explorer. Les détails manquants se trouvent dans les thèses de mes prédécesseurs sur la « manip hélium » : Guillaume Labeyrie [88], Julie Poupard [87], Antoine Browaeys [86], Alice Robert [85], Olivier Sirjean [84] et Signe Seidelin [83].

Nous allons visiter les différentes composantes du montage à travers leur fonction. Toutes sont orientées vers le but ultime : produire un gaz d'hélium ultra-froid. Pour cela, il faut successivement ralentir, piéger, refroidir, puis détecter les atomes.

Offrons-nous d'abord une vue d'ensemble avec la figure 1.2. On identifie, de gauche à droite :

- la source d'hélium, avec la bouteille d'hélium, les deux premières chambres sous vide, les hublots pour la mélasse transverse ;
- le ralentisseur Zeeman ;
- l'enceinte de piégeage proprement dite.

C'est dans cette dernière que l'on piège les atomes. Sur les 40 à 60 s que dure un cycle, c'est là que (presque) tout se passe : le début du montage est traversé en une fraction de seconde.

1.3.1 Ralentir

L'hélium arrive sous forme de gaz comprimé à température ambiante. Le premier travail consiste donc à l'injecter dans l'enceinte à vide, à produire les atomes d' He^* , et à les ralentir.

1.3.1.1 La source d'hélium métastable

La bouteille d'hélium est reliée à la première chambre à vide par un robinet micro-fuite. Celui-ci permet de régler le débit d'hélium, ce qui joue sur la pression (notre

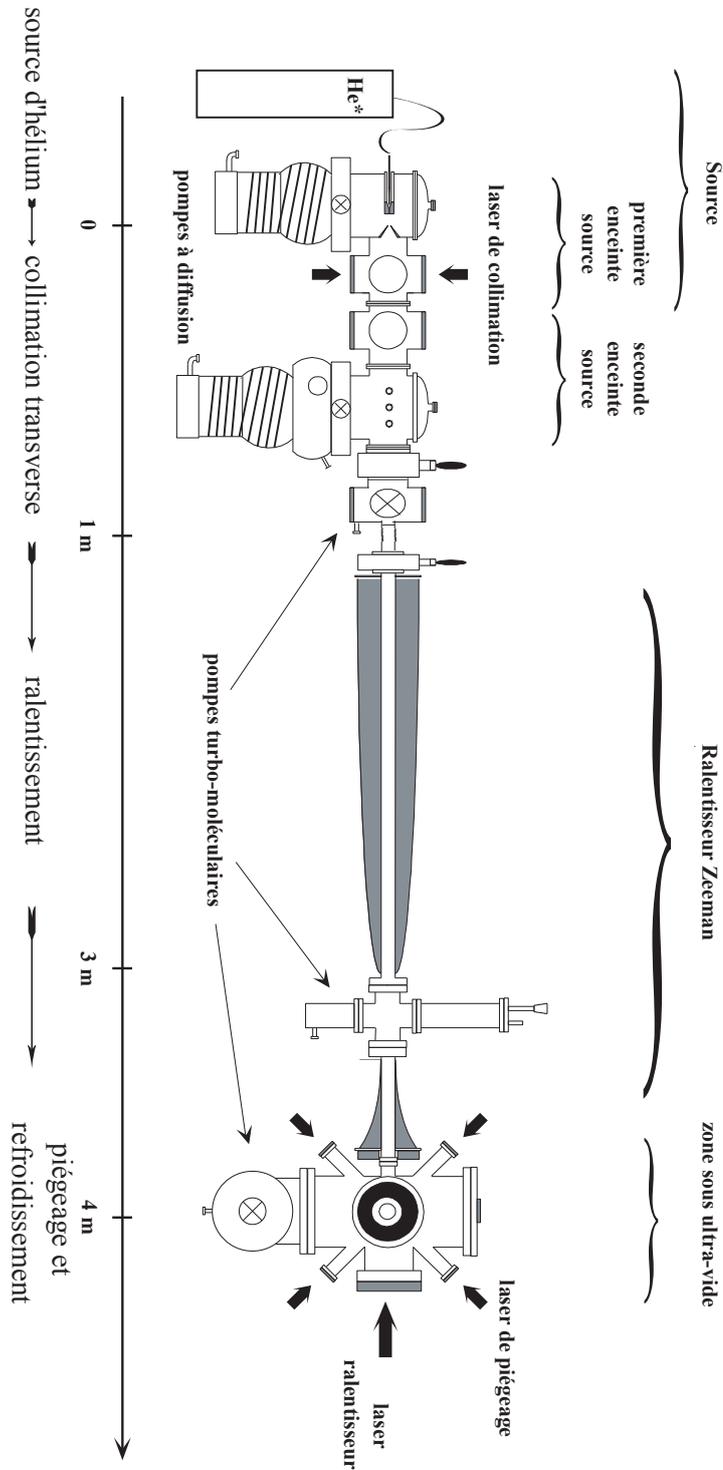


FIG. 1.2 – Le montage expérimental en novembre 2003. C'est le montage qui a permis la condensation de He^* .

observable¹¹) mais aussi sur la distribution de vitesse des atomes. Les atomes, arrivant dans un vide d'environ 10^{-6} mbar par une ouverture de faible diamètre (0,25 mm), forment un jet supersonique. Leur vitesse longitudinale est de l'ordre de 1200 m/s. La vitesse dépend à la fois du débit et de la température du gaz. On refroidit donc la buse débouchant dans le vide grâce à une circulation d'azote liquide. Celle-ci est adaptée pour que l'azote reste liquide au niveau de la buse, ce qui conduit à une consommation maximum de l'ordre de 50 L par jour. Ce débit est très important car si la température remonte, ne serait-ce qu'un peu, le jet initial est trop divergent pour être ensuite efficacement collimaté et envoyé vers le piège : on n'a alors plus suffisamment d'atomes dans le piège pour condenser.

L'étape suivante consiste à exciter les atomes d'hélium pour obtenir des atomes d' He^* . Une haute tension entre 2500 et 3000 V est appliquée entre l'extrémité du tuyau et un écorceur situé $\approx 2,5$ cm plus loin. Une fraction des atomes d'environ 10^{-4} à 10^{-5} est excitée dans l'état métastable 2^3S_1 ; le reste demeure dans l'état fondamental ou est excité sous d'autres formes. Il faut donc filtrer le jet atomique et pomper la quasi-totalité de la charge d'hélium injectée dans la chambre à vide. Le pompage est assuré par une pompe à diffusion de 3000 L/s (pour l' He). Ceci nous donne une pression totale d'environ 1.10^{-4} mbar lorsque le jet d'hélium est en marche¹².

Le filtrage est assuré par l'étage suivant : la mélasse transverse. Pour obtenir plus d'informations sur cette partie de la source d'hélium métastable, on pourra se référer aux thèses de Guillaume Labeyrie[88] et Antoine Browaeys[86], ainsi qu'au travail de Dirk Völker[89].

1.3.1.2 La mélasse transverse

Le jet atomique qui sort de l'écorceur est très divergent : ≈ 40 mrad d'angle. Comme on veut faire passer le jet à travers un trou d'environ 4 millimètres de diamètre, cette divergence conduirait à un flux de l'ordre de $\approx 10^9$ at/s seulement. La mélasse permet d'augmenter ce flux de deux ordres de grandeur. Une étape de mélasse transverse permet d'y parvenir en collimatant le jet. Cette collimation revient à diminuer la largeur de la distribution de vitesse transverse : c'est donc aussi la première étape de refroidissement.

La mélasse consiste à appliquer dans le plan transverse à la propagation du jet deux paires de faisceaux contra-propageants. Les faisceaux sont asservis sur la transition $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_2$ par un montage d'absorption saturée. La lumière est donc à résonance avec les atomes qui ont une vitesse orthogonale à la direction de propagation de la lumière. Les atomes qui échangent de l'impulsion avec le faisceau lumineux sont poussés. Or, on veut interagir préférentiellement avec les atomes les plus divergents. Comme illustré sur la figure 1.3, on doit donc incliner le front d'onde pour qu'il soit perpendiculaire à la vitesse de ces atomes et non au centre du jet atomique. Pour garder ces atomes à résonance le plus longtemps possible, on doit aussi courber le front d'onde légèrement (le rayon de courbure est de plusieurs mètres).

Selon chacun des deux axes, on ajuste le profil et la convergence du faisceau avec un jeu de lentilles sphériques et cylindriques. En effet, en plus de la courbure, on veut aussi régler le profil du faisceau. On s'assure que le faisceau est à la fois très allongé dans la direction de propagation du jet pour augmenter le temps d'interaction, et assez

¹¹La pression que nous lisons sur les jauges n'est toutefois pas directement la pression réelle. Sa sensibilité varie en effet selon les gaz. Pour l'hélium, on divise les valeurs lues par 0,15.

¹²après correction d'un facteur 0,15 pour tenir compte de la faible sensibilité du détecteur au gaz d'hélium (voir [86] p.26)

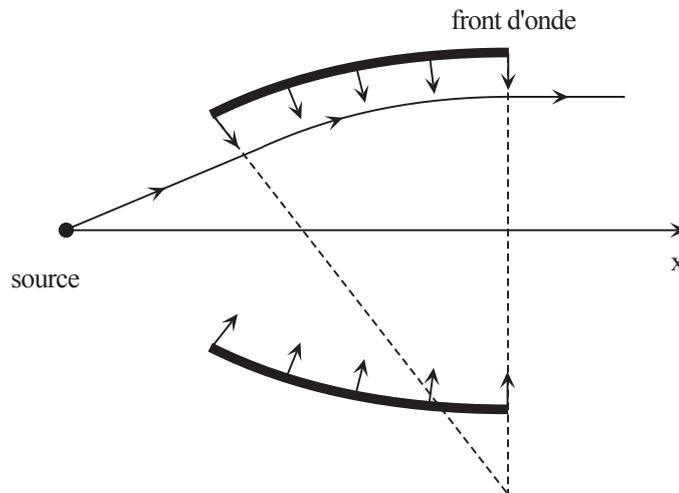


FIG. 1.3 – Mélasse transverse.

étroit dans l'autre direction pour rester saturant. La courbure du faisceau a été ajustée à 13 m.

La mélasse transverse est une phase très importante. L'angle de divergence après la mélasse n'est plus que de quelques mrad. De fait, on trouve un flux d'atomes métastables de quelques 10^{11} at/s, soit un gain d'un facteur 100. On peut mesurer ce flux avec un détecteur Faraday situé plus loin dans le ralentisseur Zeeman. Ce détecteur sera décrit au 4.3. On peut aussi, une fois le piège magnéto-optique obtenu, vérifier directement le facteur gagné en regardant les pertes dans le piège.

On notera aussi l'importance de la qualité du faisceau lumineux dans la mélasse. Nous avons constaté quelle importance a l'asservissement de la fréquence : le moindre élargissement se traduit directement sur le flux obtenu. Même des perturbations extérieures comme les vibrations des pompes primaires (pompes à palettes) ont parfois une influence directe sur le flux d'atomes.

Le filtrage que permet la mélasse transverse (voir figure 1.4) récompense largement les efforts de réglage qu'elle demande. Le jet d'atomes métastables, collimaté par la mélasse, passe pour l'essentiel dans le trou de filtrage. Ce trou de quelques millimètres de diamètre est situé à environ 1 mètre de la source. L'essentiel des atomes, non excités, continue sa course divergente et reste dans l'enceinte à vide. Ils sont pompés par une seconde pompe à diffusion de 3000 L/s. Le vide dans cette deuxième chambre étant meilleur que dans la précédente (de l'ordre de 10^{-7} mbar), on intercale un réservoir à azote liquide qui ramène le débit de la pompe à ≈ 1200 L/s mais évite les remontées d'huile. Cela dit, malgré l'efficacité du filtrage, la faible proportion des atomes non-excités qui réussit à passer par le trou de filtrage représente encore environ 150 fois le nombre d'atomes métastables. Pour éviter ce flux parasite lorsqu'on a chargé le piège et qu'on veut le préserver de toute collision extérieure, on intercale un obturateur mécanique qui vient bloquer tout à fait le jet atomique.

En résumé, de l'autre côté du trou de filtrage, en sortie de la source donc, on a un flux de quelques 10^{11} at/s, divergent de ≈ 2 mrad. Une pompe turbo-moléculaire de 250 L/s permet d'y assurer un vide de l'ordre de quelques 10^{-8} mbar si l'on en croit la

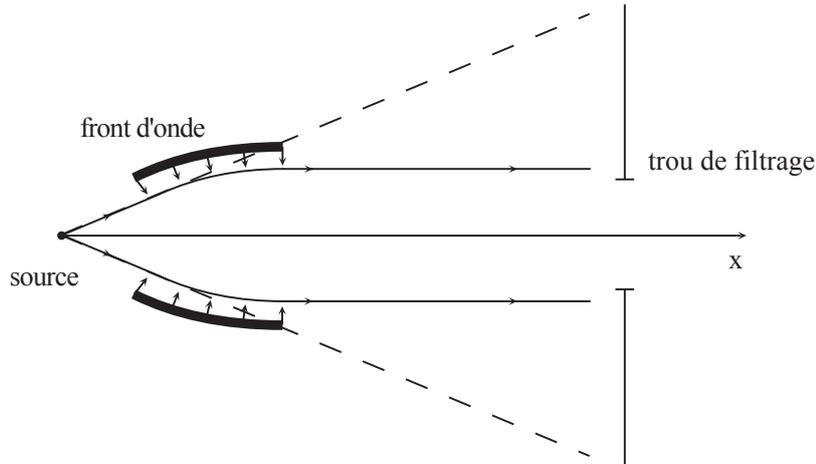


FIG. 1.4 – Filtrage par la mélasse transverse. En pointillés on a représenté la trajectoire des atomes non-excités, insensibles à la mélasse. Presque aucun ne passe le trou de filtrage.

jauge. Ceci est suffisant pour obtenir assez d'atomes, et assurer une assez bonne durée de vie, pour pouvoir condenser ensuite.

1.3.1.3 Le ralentisseur Zeeman

La phase de mélasse transverse amincit la distribution de vitesse transverse dans le jet, ce qui revient à le refroidir. En revanche, elle ne diminue pas la vitesse longitudinale. Or, c'est la vitesse longitudinale qui représente la contribution principale à l'énergie cinétique des atomes. C'est donc surtout cette vitesse d'ensemble du jet qu'il faut diminuer. C'est le rôle du ralentisseur Zeeman.

Le principe en est simple. On envoie un faisceau lumineux en sens contraire à la propagation du jet. Les atomes diffusent cette lumière : ils émettent de façon isotrope, mais absorbent toujours dans la même direction. Leur impulsion décroît donc (elle est transférée aux photons du faisceau lumineux qui sont diffusés par l'atome). La décélération ainsi provoquée est énorme : les atomes passent de ≈ 1200 m/s à ≈ 100 m/s en moins de 4 ms, soit plus de 10^4 g ! On n'est limité que par le temps que prend l'atome à diffuser les photons. En l'occurrence, l'accélération maximum permise en utilisant la transition $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_2$, de largeur 1,62 MHz, est de $0,469 \cdot 10^6$ m/s²[26].

La difficulté réside dans le fait que la lumière doit rester à résonance avec les atomes tout du long de leur décélération. Or l'effet Doppler tend à décaler vers le rouge la fréquence du faisceau vue par l'atome. Pour rester à résonance on exploite l'effet Zeeman. Le long tuyau où passent les atomes est entouré de bobines profilées qui produisent un champ magnétique calculé pour que l'effet Zeeman compense l'effet Doppler.

Un effet dérivé très important dans le ralentissement Zeeman est le fait que la divergence du jet atomique explose. En effet, la vitesse longitudinale diminuant d'un facteur 12 environ, cela se traduit par une augmentation équivalente sur le rapport entre vitesses transverse et longitudinale, c'est-à-dire finalement sur l'angle de divergence. Or, au bout du ralentisseur, le piège ne peut faire plus de 2 cm de diamètre (à une distance d'une quinzaine de centimètres). Donc beaucoup d'atomes sont perdus. Toutes

les pertes mises bout à bout, on constate que le flux d'atomes est énormément réduit : le flux « utile » après ralentissement n'est finalement que de quelques 10^8 at/s, soit un facteur de perte entre 100 et 1000 !

L'efficacité du ralentissement dépend beaucoup du faisceau lumineux. Il est produit par une diode laser injectée par celle qui sert à la mélasse transverse, il est donc à résonance. Autant que l'asservissement de la diode mélasse, la qualité de l'injection joue aussi beaucoup sur la stabilité du montage. Enfin, il se révèle assez difficile de focaliser le faisceau lumineux sur le trou source : la distance est de plusieurs mètres, et la qualité du faisceau en bout de course est loin d'être parfaite. Néanmoins, une fois que le faisceau ralentisseur est optimisé, l'essentiel des pertes est dû à l'effet géométrique de la divergence. Augmenter le flux d'atomes récupérés en sortie du ralentisseur ne pourra donc se faire qu'en redessinant l'enceinte à vide.

Un détail d'importance : une fois les atomes sortis du ralentisseur, on veut les piéger dans un piège magnéto-optique, donc autour d'une zone de champ nul. Le faisceau ralentisseur doit donc être suffisamment désaccordé pour ne pas être à résonance avec les atomes à champ nul. Ceci impose d'utiliser un champ non nul à la sortie du ralentisseur. Pour éviter des champs trop importants, on utilise donc un champ qui passe par zéro : il varie typiquement de 400 Gauss à l'entrée à -250 Gauss à la sortie. Le ralentisseur est donc en deux parties, comme on le constate sur la figure 1.2. Ceci et le reste des détails de la conception des bobines du ralentisseur se trouve dans les thèses de Julie Poupard[87] et Antoine Browaeys[86].

1.3.1.4 Conclusion

Toute la première partie du montage est traversée par les atomes métastables en quelques millisecondes. Le flux « utile », qui arrive dans le volume de piégeage, est de quelques 10^8 at/s. Ils arrivent avec une vitesse de l'ordre de 80 m/s. La proportion d'atomes métastables représente environ 0,5 % du flux total, grâce au filtrage par les trous successifs et à la mélasse transverse.

Le réglage se fait en regardant le flux sur le détecteur Faraday, en optimisant le chargement du piège, et nous avons également réalisé des mesures en absorption pour déterminer les vitesses longitudinales et transverses. Pour le détecteur Faraday, on développera sa réalisation au chapitre 4. La mesure en absorption a été réalisée en se référant à celles qui ont été faites pendant la thèse de Julie Poupard[87].

1.3.2 Piéger

L'étape suivante est le piégeage des atomes. Le problème de base est de maintenir les atomes dans une région donnée de l'espace. En réalité, il est couplé au problème du refroidissement des atomes. Dans cette partie, on se bornera à décrire les pièges. L'autre aspect, justifiant l'emploi de ces pièges, sera abordé dans la partie suivante spécifiquement dédiée au refroidissement.

Nous utilisons deux types de piège, que nous allons chacun décrire : le piège magnéto-optique et le piège magnétique. Ces deux pièges sont décrits avec plus de détails dans les thèses d'Antoine Browaeys[86] et Alice Robert[85].

1.3.2.1 Le piège magnéto-optique

Principe

Le piège magnéto-optique combine l'effet de la lumière et du décalage des niveaux provoqué par le champ magnétique. Le champ magnétique est créé par le courant circulant dans des bobines disposées en configuration « anti-Helmholtz ». Cette configuration de bobines mène à un champ magnétique linéaire, nul au centre du piège. L'atome qui s'éloigne du centre subit ainsi un gradient de champ magnétique qui rapproche de résonance l'un de ses deux sous-niveaux magnétiques 1 ou -1 . On choisit la polarisation des faisceaux pour que la pression qu'exerce la lumière polarisée sur l'atome tende alors à le ramener au centre.

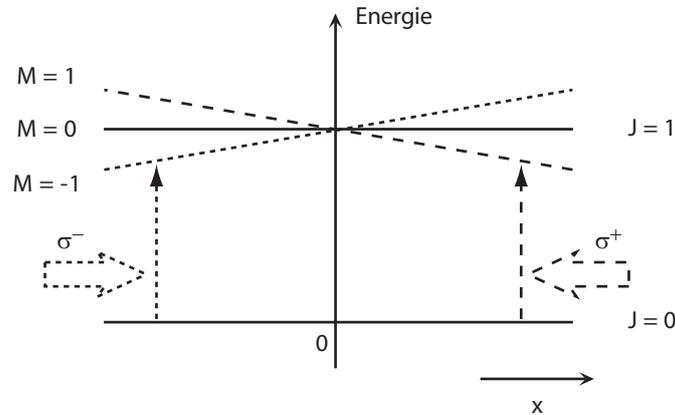


FIG. 1.5 – Le principe du piège magnéto-optique. Quand $x < 0$, la transition vers $m = -1$ se rapproche de résonance avec le faisceau σ^- (petits tirets) alors que la transition vers $m = +1$ s'éloigne de la résonance avec le faisceau σ^+ (grands tirets). L'atome diffuse donc davantage de photons σ^- et revient au centre. Au centre, les pressions de radiation sont équilibrées.

La figure 1.5 illustre le principe du piège magnéto-optique, dans le cas simplifié d'une transition $J = 0 \leftrightarrow J = 1$, et à une seule dimension. Le faisceau est désaccordé vers le rouge. Plus l'atome s'éloigne du centre du piège, plus il se rapproche de résonance avec le faisceau qui se propage en sens inverse : σ^- quand $x < 0$, via le sous-niveau Zeeman $m = -1$, σ^+ quand $x > 0$, via le sous-niveau Zeeman $m = +1$. Par contre, il s'éloigne de la résonance avec l'autre faisceau, celui qui se propage dans le même sens que l'atome. Au total, l'atome interagit donc davantage avec le faisceau qui le ramène au centre.

Paramètres

Dans notre cas, le champ magnétique vaut 300 G au centre des bobines, ce qui donne un gradient de champ magnétique de 50 G/cm sur l'axe des bobines, z , et de la moitié sur les deux autres dimensions. Le courant est fourni par une alimentation continue qui délivre 220 A sous 10 V. L'effet Joule induit par le courant provoque une élévation de température dans les bobines : elle est contenue grâce à une circulation d'eau sous pression à l'intérieur-même du fil de cuivre. Le schéma électrique est décrit au paragraphe 1.3.2.2 (voir figure 1.9).

Les faisceaux lumineux sont issus d'une même diode laser, asservie sur la transition $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_2$ par absorption saturée. Leur fréquence est diminuée de 40 MHz par rapport à la résonance. Ils sont enfin polarisés circulairement et rétro-réfléchis avec inversion de la polarisation circulaire. La taille des faisceaux est prise aussi grande que possible pour maximiser le volume du piège : on est finalement limité par la taille des hublots : 2 cm environ. Pour cette taille, les faisceaux sont saturants.

Réglages

L'observation du piège peut se faire selon les deux techniques décrites plus loin (1.3.4). Pour un premier réglage, on observe les ions. En régime de chargement continu du piège, le nombre d'atomes accumulés est tel que les pertes contrebalancent exactement le flux entrant. Les pertes sont limitées par les collisions à deux corps. Le piège ne polarise pas les atomes, donc la constante de collision est assez élevée. On se stabilise autour de quelques 10^8 at. L'observation des ions produits dans le piège renseigne directement sur la densité et permet d'optimiser les différents paramètres. Ceci se passe en temps réel, car la mesure du taux d'ions est instantanée et « non-destructrice », dans le sens où on ne détruit pas le piège. On règle ainsi les paramètres du ralentisseur Zeeman et de la mélasse transverse.

Le réglage final, sur le piège magnéto-optique, se fait en observant le nombre d'atomes et la température. On les détermine par un ajustement du temps de vol des atomes¹³ : cela donne la température des atomes piégés, et permet d'évaluer leur nombre à une constante près. On choisit de finir le réglage sur ces observables, qui sont celles qui nous intéressent in fine, car on n'est jamais sûr qu'une cause de pertes secondaire ne vient pas fausser le réglage sur les ions.

En particulier, le réglage du désaccord des faisceaux LASER ne peut se faire sur le taux d'ions car les collisions responsables des pertes sont augmentées lorsque la lumière se rapproche de résonance. Dans ce cas, maximiser les pertes ne revient donc pas forcément à maximiser le nombre d'atomes piégés, mais peut conduire à l'effet contraire.

L'observation du taux d'ions au cours du chargement permet aussi de déterminer le temps typique du chargement. Ce temps, de l'ordre de 3 à 4 s est directement lié au flux de chargement et au nombre d'atomes accumulés dans le piège. Il permet donc de mesurer le flux de chargement, c'est-à-dire le flux « utile » des atomes ralentis. Dans la mesure où les pertes sont la somme de pertes par collision à deux corps ou par collision avec le gaz résiduel, on peut aussi remonter à une estimation indépendante de la densité¹⁴. Ces différentes estimations concordent pour nous assurer que nous avons quelques 10^8 at dans le piège magnéto-optique. La température obtenue est de l'ordre du mK.

1.3.2.2 Le piège magnétique

Principe du piégeage

Le piège magnétique utilise uniquement le champ magnétique pour piéger les atomes. Le champ magnétique est créé par le courant circulant dans des bobines disposées en « feuilles de trèfle » [27]. Le champ présente un minimum local au centre des bobines. Comment cela piège-t-il les atomes ?

¹³voir l'annexe C des thèses [84] et [83]

¹⁴Les pertes à un corps dépendent du nombre d'atomes, et les pertes à deux corps dépendent aussi de la densité : la *forme* du signal d'ions pendant le chargement est donc lié à la densité finale.

Le potentiel ressenti par les atomes soumis à un champ magnétique \vec{B} est $V = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}$ avec $\vec{\mu}$ le moment magnétique. Dans le cas de l'atome d'hélium dans son niveau métastable 2^3S_1 , qui a un facteur de Landé égal à 2, cela donne donc $V(x, y, z) = 2m\mu_B B(x, y, z)$, avec m la projection du spin sur l'axe du champ magnétique. Le champ magnétique ne pouvant présenter de maximum local, c'est un minimum local que l'on doit chercher, ce qui piège les atomes de moment m positif. C'est-à-dire, pour nous, les atomes de moment $m = +1$. Les atomes dans le sous-niveau $m = 0$ restent insensibles au champ, ils tombent donc sous l'effet de la gravité. Et ceux qui ont $m = -1$ sont éjectés du piège. Ceci est illustré sur la figure 1.6. Les atomes présents dans le piège

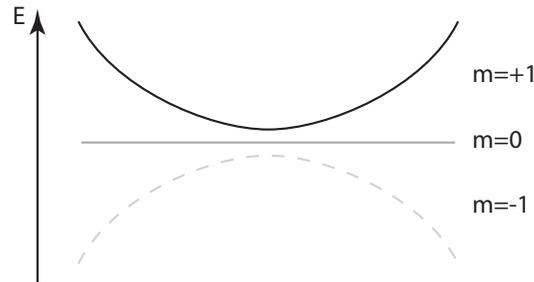


FIG. 1.6 – Le principe du piège magnétique. Le seul niveau piégeant est $m = +1$. Les courbes représentent le potentiel senti par l'atome en fonction de sa position : E est le potentiel dû à l'interaction.

sont donc polarisés dans l'état $m = +1$, le maximum du moment cinétique. Ceci change considérablement le problème des collisions et donc des pertes dans le piège, comme décrit précédemment au paragraphe 1.2.2.2.

Pompage optique

Puisque les seuls atomes piégés sont ceux qui se trouvent dans le sous-niveau Zeeman $m = +1$, lorsqu'on établit le champ magnétique du piège on perd tous les autres. Si initialement tous les atomes sont également distribués entre les sous-niveaux, on perd ainsi plus de 60 % des atomes. On applique donc une phase de pompage optique avant le piège magnétique. Le principe du pompage optique est rappelé sur la figure 1.7. On utilise un faisceau polarisé σ^+ et à résonance avec les atomes. Idéalement cela permet de transférer tous les atomes dans le sous-niveau Zeeman de plus fort moment magnétique, ici $m = +1$, le sous-niveau piégé. Le tout est très rapide car il suffit d'échanger quelques photons seulement.

Pour que la phase de pompage optique soit efficace, il ne faut pas l'appliquer trop tôt. Sinon les collisions redistribuent les populations entre les différents sous-niveaux. Mais surtout, pour que le pompage optique ait lieu, il faut que le champ magnétique soit non nul afin de bien séparer les sous-niveaux Zeeman. Il est possible de concilier les deux : on exploite le fait que le champ magnétique du piège ne s'établit pas instantanément. En effet, en raison de l'inductance, le courant électrique lui-même ne s'établit pas instantanément dans les bobines. On profite de cette brève période de croissance du champ magnétique pour appliquer la phase de pompage optique. Pratiquement, on commande les interrupteurs pour établir le champ du piège, puis on attend une durée $t_{attente}$ (le champ a commencé à monter) et on applique une impulsion lumineuse de

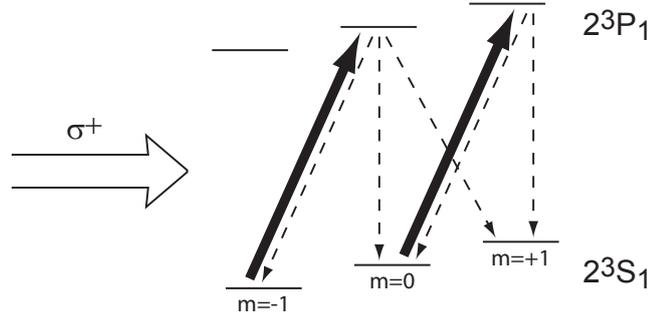


FIG. 1.7 – Pompage optique. Le faisceau σ^+ vide petit à petit le sous-niveau $m = -1$ dans $m = 0$ et $m = +1$. De même, il vide le sous-niveau $m = 0$ dans $m = +1$. $m = +1$ est insensible : tous les atomes s’y accumulent donc.

durée $t_{\text{durée}}$.

Le champ magnétique varie : il monte selon une constante de temps de 2,4 ms environ[86]. Pour assurer la résonance avec les atomes, on doit donc choisir le moment d’application de l’impulsion lumineuse en fonction de son désaccord par rapport à la transition $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_1$. On doit aussi choisir une durée d’impulsion assez longue pour permettre l’échange des quelques photons nécessaires, mais assez courte pour éviter du chauffage¹⁵. Ces paramètres s’optimisent en minimisant les pertes lors du transfert vers le piège magnétique. On fonctionne avec $t_{\text{attente}} = 125 \mu\text{s}$ et $t_{\text{durée}} = 120 \mu\text{s}$.

Description du champ magnétique

La configuration en feuille de trèfle, illustrée sur la figure 1.8, permet d’avoir un bon accès optique dans le plan perpendiculaire à l’axe des bobines, z . Elle nous permet aussi d’utiliser des brides rentrantes pour à la fois garder les bobines hors de l’enceinte et les rapprocher autant que possible du centre du piège. Rapprocher les bobines permet d’atteindre de plus forts gradients de champ sans augmenter le courant électrique, déjà très important (220 A). Garder les bobines hors de l’enceinte évite les problèmes de dégazage dus au chauffage des bobines par effet Joule, évite aussi les difficultés de passages à vide supplémentaires. En bref, cela simplifie énormément le problème déjà crucial et délicat de la qualité du vide.

Les trois systèmes de bobines, quadrupolaire, dipolaire et en configuration Helmholtz, imposent au champ magnétique ses caractéristiques. Les huit petites bobines parcourues par des courants en sens alternés produisent un champ quadrupolaire, nul au centre, qui fixe le gradient B' du champ dans le plan transverse. Les deux petites bobines centrées sur z produisent un champ dipolaire qui fixe la courbure B'' du champ sur l’axe z .

Ce champ dipolaire, non nul au centre, contribue aussi au « champ de biais »¹⁶ total. Les deux grandes bobines, montées en configuration Helmholtz, donnent un champ de biais opposé, et permettent ainsi d’ajuster la valeur du biais B_0 . On peut ainsi avoir

¹⁵Des contraintes géométriques sur le montage nous empêchent d’aligner le faisceau sur le champ magnétique de biais. Un angle d’environ 10° subsiste. Les atomes ne voient donc pas une polarisation parfaitement σ^+ : il y a une petite composante π . Les atomes dans $m = +1$ ne sont pas tout à fait insensibles au faisceau, ils effectuent des cycles excitation/désexcitation et chauffent donc.

¹⁶par définition : le minimum du champ, valeur du champ au centre

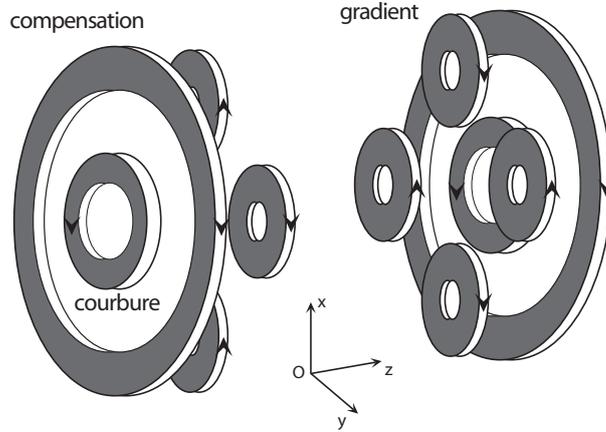


FIG. 1.8 – Disposition de nos bobines, dans une configuration en « feuilles de trèfle ».

un biais aussi petit que l'on veut. Le fait que le biais est la somme de deux champs indépendants est pour nous une limitation cruciale quand à la stabilité du montage (voir « Stabilité du piège » plus loin).

La raideur du piège est déterminée directement par B' et B'' selon la formule donnant le potentiel de piégeage :

$$V(x, y, z) = 2\mu_B B \quad \text{avec} \quad B(x, y, z) = B_0 + B''z^2 + \left(\frac{B'^2}{B_0} - B'' \right) \frac{x^2 + y^2}{2} ,$$

la formule étant obtenue en développant le champ à l'ordre le plus bas[31]. Cela vaut pour un piège très petit, donc très froid. Pour les pièges plus chauds, on doit revenir à une expression plus générale[31] :

$$B(x, y, z) = \sqrt{\left(B_0 + B'' \left(z^2 - \frac{x^2 + y^2}{2} \right) \right)^2 + B'^2(x^2 + y^2)} .$$

Génération du champ

Le champ magnétique des pièges magnéto-optique et magnétique sous-tend tout un système électrique qui délivre la puissance électrique. Ce système est capable de couper très rapidement la puissance pour permettre la détection. Il doit aussi rester stable. La figure 1.9 donne une vue générale du dispositif.

Ce circuit permet de découpler le courant dans les bobines de compensation de celui circulant dans l'ensemble quadrupôle-dipôle. Il permet d'autre part d'utiliser les bobines « de compensation » aussi bien pour le piège magnéto-optique que pour le piège magnétique, ce qui nécessite d'inverser un courant. Pendant le piège magnéto-optique, les interrupteurs 1, 2 et 5 sont ouverts, 3 et 4 sont fermés. Seule l'alimentation 1 débite, et le courant passe en 3 puis en 4. Pendant le piège magnétique, c'est le contraire. 3 et 4 sont ouverts. L'alimentation 1 débite à travers 2 et 1 qui sont fermés. L'alimentation 2 débite à travers 5 et 1. La gestion des alimentations et des interrupteurs est très bien précisée dans la référence [84].

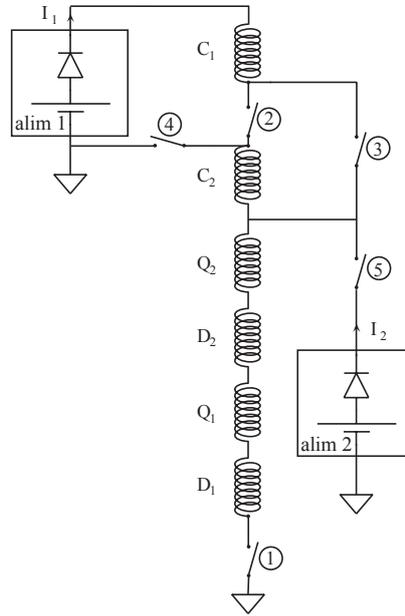


FIG. 1.9 – Schéma électrique général du piège magnétique et du piège magnéto-optique. C : compensation, D : dipôle, Q : quadrupôle. Pour les bobines, 1 et 2 désignent les deux côtés de l'enceinte.

Paramètres

Il y a deux jeux de paramètres pour le piège magnétique. Initialement, le piège est suffisamment lâche pour s'adapter au nuage atomique¹⁷. Puis on comprime le piège pour lui donner sa forme finale. La compression du piège magnétique se fait en jouant sur le terme $\left(\frac{B'^2}{2B_0} - \frac{B''}{2}\right)$. On baisse le biais, ce qui augmente le courbure radiale du champ. Par contre, la courbure longitudinale est à peu près insensible, la seule variation venant du fait que, malgré tout, les bobines « de compensation » ne sont pas exactement en configuration Helmholtz.

La compression se fait en augmentant le courant de l'alimentation 1 en maintenant constante la tension aux bornes de l'alimentation 2. C'est donc toujours le même courant qui circule dans les bobines de quadrupôle et de dipôle. Seul le courant dans les bobines de « compensation » augmente.

Initialement, au moment où l'on charge le piège magnétique, le courant vaut 240 A dans 2 et 0 dans 1, ce qui produit un champ de caractéristiques (théoriques) : $B_0 = 190$ G, $B' = 85$ G/cm et $B'' = 25$ G/cm².

Après compression, le courant dans les bobines vaut 218 A dans l'alimentation 1, et 13,3 A seulement dans l'alimentation 2. C'est donc l'alimentation 1 qui délivre presque tout le courant. Au final, les valeurs sont $B_0 \approx 300$ mG, $B' = 85$ G/cm et $B'' = 20$ G/cm². Le champ de biais peut être connu très précisément grâce à un couteau radio-

¹⁷Au début le nuage a une température de l'ordre de 300 μ K. Pour que le piège ait un volume suffisant pour contenir tous les atomes[86, 85, 84], on devrait comprimer un peu le piège dès le début. Nous ne le faisons pas, par simplicité. Mais expérimentalement on constate que la température et le nombre d'atomes ne sont pas affectés au-delà de 10 à 20 %[84]

fréquence (voir fin du 1.3.3.3). La mesure des gradient et courbure a été effectuée à partir d'une mesure des fréquences d'oscillation dans le piège. On superpose au champ de piégeage un autre champ de biais. Ce champ est oscillant. Il produit du chauffage par résonance paramétrique avec le nuage piégé. En mesurant le chauffage d'un nuage froid ($4 \mu\text{K}$), on obtient ainsi les fréquences d'oscillation dans le piège, ce qui détermine gradient et courbure[84]. On obtient les valeurs $B_0 = 300 \text{ mG}$, $B' = 87 \pm 5 \text{ G/cm}$, $B'' = 16 \pm 2 \text{ G/cm}^2$, très proches des valeurs calculées.

Stabilité du piège

La stabilité du piège est essentielle pour éviter que le nuage d'atomes ne chauffe, et pour garder le condensat dans le piège. Ceci sera détaillé à la fin du 1.3.3.3. Ce qui nous intéresse ici est la réalisation technique de cette stabilité.

L'essentiel est assuré grâce au schéma électrique de la figure 1.9. Les bobines du quadrupôle et du dipôle sont en série. Ceci assure que, si leur courant commun varie, seule la raideur du piège varie et non la position du minimum de champ¹⁸. La stabilité de la raideur du piège est liée à celle des deux alimentations. Les alimentations sont au départ en contrôle tension, car cela nous autorise à ouvrir ou fermer les interrupteurs en toute sécurité. Dans ce régime de fonctionnement, la stabilité garantie par le constructeur est de 0,1 %. Dans la suite, les alimentations sont passées en contrôle courant, régime pour lequel la stabilité des alimentations n'est pas garantie. Tout ce qu'on peut dire est qu'expérimentalement cela n'occasionne pas de chauffage qui soit gênant.

Le paramètre que l'on cherche ensuite à stabiliser est le champ de biais. Plus le nuage d'atomes est refroidi, plus cela devient important. On verra en effet dans la suite (1.3.3.3) que la valeur du champ de biais donne directement la profondeur et la température du piège lorsque l'on utilise un couteau radio-fréquence. Si le biais varie, des atomes sont éjectés du piège. La température finale atteinte varie également. Il est donc crucial de maîtriser ce paramètre. Malgré nos efforts, il reste le paramètre limitant. Nous parvenons à assurer le biais à $\approx 30 \text{ mG}$, soit 10 % environ, ce qui cause des variations de température du même ordre.

| bobines | dipôle | compensation |
|---------------------------------|--------|--------------|
| résistance ($\text{m}\Omega$) | 15 | 20 |
| courbure (G/cm^2) | 25 | 5 |
| biais (G) | 190 | 200 |

TAB. 1.3 – Valeurs de résistance des bobines dipôle et compensation, ainsi que les valeurs mesurées du biais et de la courbure produits pour un courant à 240 A

Pour chercher la cause de l'instabilité, on peut chercher les défauts des bobines. La calibration des bobines se trouve dans la référence [86]. J'en reproduis quelques résultats dans le tableau 1.3. Fixons-nous une amélioration d'un facteur 10, c'est-à-dire 3 mG ou encore 1 % du biais. Pour atteindre cette stabilité, on aimerait que le biais soit contrôlé par une seule alimentation électrique qui devrait donc aussi avoir une stabilité de l'ordre de 1 %. Malheureusement le biais est obtenu par superposition de deux champs de l'ordre de 200 G chacun. Si ces deux champs sont contrôlés indépendamment par

¹⁸La position le long de l'axe de symétrie z est assurée par la différence de courant entre les deux bobines dipolaires; et la position dans le plan transverse est liée aux courants qui circulent dans les bobines quadrupolaires.

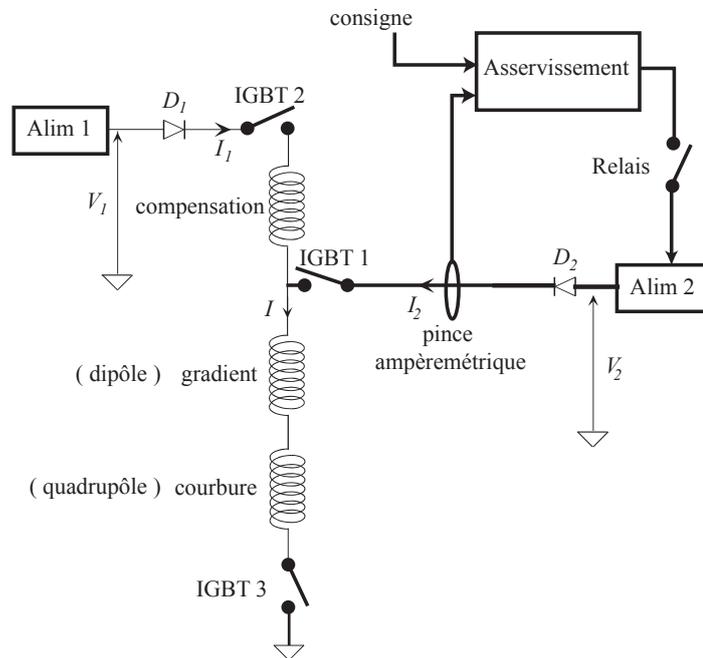


FIG. 1.10 – Schéma simplifié de l'alimentation des bobines du piège magnétique, montrant la mise en place de l'asservissement en courant. Au fur et à mesure de la compression, le courant I_1 augmente tandis que I_2 décroît de sorte à maintenir I constant. En fin de compression, le relais est fermé et le courant I_2 , lu par une pince ampèremétrique, est asservi à sa valeur de consigne.

deux alimentations, alors chacune des alimentations doit avoir une stabilité de l'ordre de 10^{-5} : il ne faut plus comparer 3 mG à 300 mG mais à 200 G. Le seul moyen est donc de rejeter le bruit en mode commun, c'est-à-dire d'utiliser la même alimentation pour les deux jeux de bobines, afin de retomber sur le premier cas. Or, si l'on fait passer le même courant dans les deux bobines, on voit dans le tableau 1.3 que les bobines de dipôle créent un champ 5 % moins intense. Ceci explique qu'après la compression, lorsque le courant de l'alimentation 1 a atteint les 220 A, il reste encore 10 A dans l'alimentation 2 : ils apportent les 10 G manquants. On ne peut donc pas parfaitement rejeter les fluctuations en mode commun, on n'en rejette qu'une partie. Les 30 mG de variation observés actuellement reflètent une stabilité de 0,3 % environ de l'alimentation 1. Ce courant étant le courant crucial pour la stabilité, c'est lui que l'on a asservi, comme le montre la figure 1.10. Le chiffrage donné dans ce qui précède prend en compte cet asservissement.

Pour améliorer la stabilité, si l'on se fixe 1 %, on peut considérer plusieurs pistes. L'une d'elles consiste à améliorer l'asservissement pour atteindre 0,03 % sur l'alimentation 2. Mais c'est très difficile. Cela suppose une mesure très précise du courant, et une grande bande passante de l'asservissement (mesure du courant y compris). Plutôt que d'injecter avec l'alimentation 2 le courant qu'il faut pour compenser le défaut des bobines, une solution alternative serait de modifier les bobines elles-mêmes. Sans refaire les bobines, on peut soit ajouter un « shunt » sur les bobines de compensation, soit ajouter des bobines en série avec bobines actuelles même si cette dernière solution est moins facile à mettre en œuvre.

1.3.3 Refroidir

À présent que nous avons étudié la partie technique de la réalisation des pièges, nous allons suivre le nuage atomique au cours de son refroidissement, suivant les phases successives. L'objectif permanent est l'augmentation du paramètre de dégénérescence $n\lambda_{dB}^3$, avec n la densité et λ_{dB} la longueur d'onde de De Broglie.

1.3.3.1 Le piège magnéto-optique

Le principe du refroidissement dans un piège magnéto-optique peut être compris en revenant à la figure 1.5. L'effet du faisceau contra-propageant est d'autant plus important que le faisceau se rapproche de résonance. Or, l'effet Doppler a tendance à augmenter la fréquence vue par l'atome. Comme le faisceau est désaccordé vers le rouge, cela revient donc à le rapprocher de résonance. Et parallèlement, cela l'éloigne de résonance pour l'autre transition. Donc plus l'atome a une vitesse élevée, plus il échange de photons, ce qui le ralentit. Cela aussi peut être exprimé par le fait que le désaccord est $\delta = \delta_0 - \vec{k} \cdot \vec{v} + 2\mu_B B / \hbar$ pour un atome allant dans le sens des x croissants. Vitesse et position jouent donc des rôles similaires. Le piège magnéto-optique confine donc dans les deux espaces, position et vitesse : il piège et refroidit.

Notre premier problème est de parvenir à capturer les atomes dans le piège. Le piège doit évidemment être dissipatif, sinon tout atome entrant ressortirait. Mais le piège n'est pas infiniment dissipatif : il existe une vitesse limite de capture des atomes, v_c . Il faut donc comparer la vitesse des atomes arrivant dans le piège avec v_c . Ici, v_c devrait être de l'ordre de 130 m/s [86] et a été expérimentalement mesurée à 80 m/s (voir encore le 3.2.1 de la référence [86]).

Cette vitesse de capture et, d'une manière générale, l'efficacité du piège magnéto-optique dépendent du désaccord des faisceaux de piégeage. Plus il est faible, plus exigeant sera le processus de refroidissement et de piégeage : la température finale sera plus basse, mais le volume de piégeage aussi diminuera. Mais par dessus tout, un autre facteur nous empêche de prendre le désaccord aussi petit que possible : il s'agit des collisions assistées par la lumière. On a déjà dit aux paragraphes 1.2.2.1 et 1.3.2.1 (voir « Réglages ») qu'elles augmentaient lorsque le faisceau s'approche de la résonance avec la transition $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_2$, et qu'elle induisent des pertes d'atomes.

Ces deux effets entre en compétition dans la mesure où l'on veut minimiser le paramètre de dégénérescence, $n\lambda_{dB}^3$, ce qui impose à la fois de diminuer la température et d'augmenter la densité, donc le nombre d'atomes. Ainsi, alors qu'on trouve un optimum de principe pour la température autour de $\Delta = -7\Gamma$ ¹⁹, avec Δ le désaccord et Γ la largeur de la transition, en pratique on s'éloigne un peu davantage pour limiter les pertes par ces collisions assistées par la lumière. On parvient à une valeur autour de $\Delta = -25\Gamma$ [86].

On parvient finalement à environ 5.10^8 atomes à une température de l'ordre de 1 mK.

1.3.3.2 La mélasse optique

On peut gagner en température par rapport au piège magnéto-optique en le faisant suivre d'une phase de mélasse optique. Contrairement au piège magnéto-optique, qui utilise le champ magnétique pour parvenir à piéger les atomes dans l'espace des positions, la mélasse optique ne permet de piéger que dans l'espace des vitesses. Elle ne constitue donc pas à proprement parler un piège, mais elle refroidit.

Cette phase de refroidissement est utile pour adapter le nuage au piège magnétique qui vient ensuite. En effet, ce piège n'a pas une profondeur infinie. On veut donc le charger avec un nuage suffisamment froid. Cela permet aussi d'augmenter la densité dans l'espace des phases.

Le principe de la mélasse est similaire à celui précédemment décrit pour la mélasse transverse. Les faisceaux sont désaccordés vers le rouge. Les atomes de plus grande vitesse se rapprochent donc de la résonance par effet Doppler et, diffusant des photons, sont ralentis.

L'effet du champ magnétique est lui très différent de ce qu'on vient d'expliquer pour le piège magnéto-optique. Car la forme du champ magnétique est aussi très différente. Le champ magnétique restant, parasite, est a priori non-nul au centre du nuage. Comme précédemment il conduit à augmenter le désaccord de l'un des faisceaux tout en diminuant le désaccord de l'autre. La pression de radiation due aux deux faisceaux contra-propageants est donc déséquilibrée. Donc s'il subsiste un champ magnétique résiduel, celui-ci produit une force qui fait dériver le nuage des atomes.

On doit maîtriser cet effet pour que le nuage d'atomes reste centré sur le piège magnétique. Le cas échéant, cela permet même de rattraper un petit défaut d'alignement des pièges magnéto-optique et magnétique. Il est important que le nuage soit bien centré sur le piège magnétique au moment où l'on établit le champ du piège, sinon il se met à osciller. Et comme le piège magnétique est non-dissipatif, l'oscillation est très longue à s'amortir. Dans ce cas, c'est finalement le couteau radio-fréquence (voir 1.3.3.3)

¹⁹en utilisant la formule $T = T_D \left(1 + \frac{2I}{I_{sat}} + \left(\frac{2\Delta}{\Gamma}\right)^2\right) \frac{\Gamma}{2|\Delta|}$ de la référence [30], avec $\frac{I}{I_{sat}} = 7$ (voir [86] p.60)

qui permet de revenir au repos. Pour éviter ces pertes, on ajoute des bobines « de compensation » (montées en configuration Helmholtz) avec lesquelles on ajuste le champ magnétique. Cela garantit l'alignement du nuage sur le piège.

Pour obtenir une mélasse, on coupe le champ magnétique du piège et on rapproche de résonance les faisceaux. La durée de la mélasse est optimisée pour faire le compromis entre des durées plus longues pour mieux refroidir et des durées plus courtes pour limiter les pertes par collisions assistées par la lumière, qui sont augmentée puisque le faisceau est rapproché de résonance. Il faut ensuite annuler le champ magnétique. Il n'est pas tout à fait nul lorsque le champ du piège est coupé, car il peut subsister un petit champ parasite dû à l'environnement. De plus, les atomes sont sensibles à la gravité et ils dérivent donc naturellement vers le bas. Pour compenser l'un et l'autre, on ajoute trois paires de bobines montées en configuration Helmholtz. L'optimisation du courant dans ces bobines se fait en minimisant les pertes lors du transfert dans le piège magnétique²⁰. L'optimisation sur le désaccord des faisceaux vient de l'observation de la température du piège magnétique.

On parvient finalement à quelques 1.10^8 atomes à une température de l'ordre de $300 \mu\text{K}$.

1.3.3.3 L'évaporation radio-fréquence

Les phases de refroidissement qui utilisent la lumière sont limitées ultimement par la température de recul. En effet les atomes ne sont refroidis que s'ils interagissent avec la lumière. Or, l'échange de photons implique un échange d'impulsion. L'impulsion est quantifiée en unité de $\hbar\vec{k}$, ce qui produit donc une agitation minimale équivalente à une température de $E_{agitation}/k_B = \frac{(\hbar k)^2}{mk_B} = \frac{\hbar^2}{m\lambda^2 k_B}$ [26]. On utilise la transition $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_2$ de longueur d'onde 1083 nm, donc on est limité à $4,075 \mu\text{K}$. Cette température est insuffisante : les températures de transition pour la condensation de Bose-Einstein sont plutôt de l'ordre de $1 \mu\text{K}$. Utiliser des techniques de refroidissement optique sub-recul [29, 28] serait trop difficile²¹. Pour continuer le refroidissement, on doit donc utiliser une technique qui ne fasse pas intervenir la lumière. Ce sera le refroidissement évaporatif forcé.

Le couteau radio-fréquence

L'évaporation radio-fréquence se fait dans le piège magnétique précédemment décrit (1.3.2.2). Ce piège est non-dissipatif. On ne peut donc refroidir un atome individuellement. Pour diminuer la température, et donc dissiper de l'énergie, la thermodynamique nous impose de ne plus nous placer dans le cadre d'un système fermé. Nous allons donc volontairement perdre des atomes. Le principe de l'évaporation radio-fréquence est là : nous allons agir de sorte à perdre préférentiellement les atomes les plus chauds. Pour ce faire, on diminue progressivement la hauteur du piège magnétique en utilisant un couteau radio-fréquence. La figure 1.11 illustre le principe de ce couteau.

Les seuls atomes qui restent dans le piège sont ceux qui ont une énergie suffisamment faible pour ne pas être éjectés. Le couteau radio-fréquence impose la température (on note $\eta k_B T = h\nu_{\text{RF}} - 2\mu_B B_0$). Il n'est donc pas difficile d'avoir une température

²⁰On trouve des courants quasi-nuls sur les deux axes horizontaux, et un courant de 1,93 A pour l'axe vertical. Sur l'axe vertical, les bobines ont 67,5 cm de circonférence et elles ont chacune 36 tours. Cela donne donc un champ magnétique de $8,1.10^{-4}$ T.

²¹On veut des échantillons denses, ce qui augmente l'absorption et les pertes par collisions inélastiques.

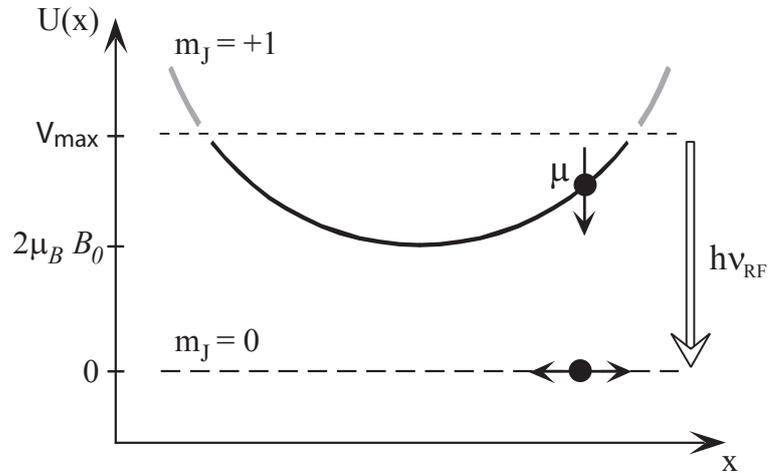


FIG. 1.11 – Principe du couteau radio-fréquence. Illustration pour un piège magnétique à une dimension. L'onde radio-fréquence couple vers l'état non-piégeant les atomes qui ont une vitesse suffisante pour atteindre la hauteur V_{\max} dans le potentiel de piégeage. $V_{\max} = h\nu_{\text{RF}} - 2\mu_B B_0$.

faible. La difficulté consiste à avoir assez d'atomes qui restent dans le piège à la fin. Le fonctionnement réel de l'évaporation radio-fréquence est donc plus subtil qu'une simple troncature du potentiel de piégeage car celle-ci conduirait à un nombre final d'atomes ridiculement faible. En termes de densité dans l'espace des phases, cela correspond à un compromis à trouver entre faible température et nombre d'atomes élevé.

Thermalisation et emballement

La clef de l'efficacité du refroidissement est dans la thermalisation (voir figure 1.12). Idéalement, le nuage d'atomes devrait rester dans un quasi-équilibre tout au long du refroidissement. Ainsi, à chaque nouvelle troncature du potentiel, les collisions élastiques entre atomes reconstruisent une distribution thermique. Si la troncature est suffisamment douce, on ne perd alors presque pas d'atomes et le processus amène presque tous les atomes à la température finale. Imposer une troncature assez douce revient à imposer à chaque instant un paramètre η assez grand. Cependant, on se limite à une valeur de l'ordre de 5 à 7, correspondant à des pertes d'atomes importantes. Nous n'avons en effet pas intérêt à refroidir trop lentement car il existe une autre cause de pertes : les collisions inélastiques. Il faut donc trouver un compromis entre les pertes par collisions inélastiques et les pertes par refroidissement radio-fréquence. A la fin, malgré le grand nombre d'atomes perdus (de l'ordre de 99 %), on a gagné en densité dans l'espace des phases car la température a énormément diminué.

La vitesse de reconstruction de la distribution thermique est donnée par le taux de collisions élastiques. Pour des collisions à deux corps, celui-ci est proportionnel à la densité. Ceci nous pousse donc à charger le piège magnétique avec un maximum d'atomes. Si l'échantillon d'atomes est initialement assez dense, alors le refroidissement est efficace, et plus le processus avance, plus la densité augmente. En effet, pour des températures faibles le potentiel de piégeage est harmonique. Ceci couple la taille du nuage d'atomes avec la largeur de sa distribution en impulsion via les fréquences du

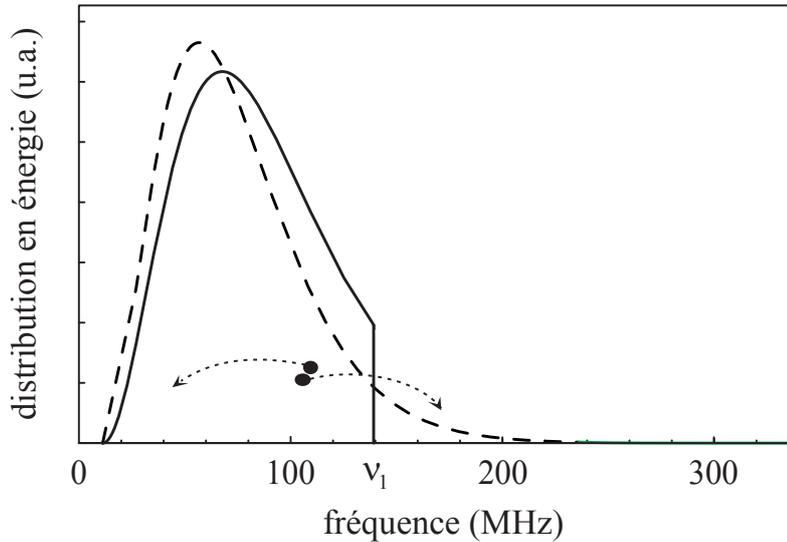


FIG. 1.12 – Principe de l'évaporation radio-fréquence. Si les collisions élastiques sont suffisantes, elles tendent à reconstruire en permanence la distribution thermique que tronque le couteau RF. Idéalement les pertes seraient aussi faibles et la température finale aussi petite que l'on veut. Si l'on tronque tout de suite à faibles fréquences on ne récupère (presque) pas d'atomes. En y allant progressivement on décale le pic et donc on récupère plus d'atomes.

piège. Plus la température baisse, à nombre d'atomes donnés, plus la densité augmente. Ceci permet donc de gagner sur les deux tableaux concernant la densité dans l'espace des phases. Ceci permet aussi (et surtout) d'avoir un échantillon de plus en plus dense si le refroidissement évaporatif est efficace, c'est-à-dire si la perte d'atomes est assez faible pour ne pas empêcher cette augmentation de densité dans l'espace des phases. Alors on atteint un régime d'emballement. Même avec un nombre d'atomes qui chute rapidement on accélère la croissance du paramètre de dégénérescence.

Conséquences, applications

Ceci a une implication très directe sur la stabilité du montage. Si on est tout juste au seuil du régime d'emballement, la moindre variation du nombre d'atomes initial a des répercussions critiques. Dans notre cas, la sensibilité aux conditions initiales n'est pas si grande. On constate cependant qu'une chute de l'ordre de 20 % du nombre d'atomes dans le piège magnétique conduit quasiment à la perte pure et simple du condensat. Dans ces conditions, on comprend que l'on cherche à stabiliser autant que faire se peut toutes les étapes du piégeage et du refroidissement.

Le couteau radio-fréquence peut aussi servir à déterminer le champ de biais. Revenons à la figure 1.11. Si l'on descend progressivement le couteau en diminuant la fréquence ν_{RF} , on observe des pertes qui viennent de ce que les atomes d'énergie supérieure à V_{max} sont éjectés du piège. Puis, lorsqu'on a passé le biais, tous les atomes ont été éjectés, et il n'y a plus de pertes. Ceci permet de déterminer précisément le champ B_0 qui autrement serait difficile à mesurer : le couteau radio-fréquence est indirectement notre sonde la plus précise. Il permet aussi de mesurer les fluctuations à court terme du

biais (jusqu'à un temps de l'ordre de quelques centaines de millisecondes). Il suffit de le laisser juste au-dessus d'un condensat. Dès que le biais varie, les atomes qui passent au-dessus du couteau sont perdus. On peut observer le flux de ces pertes irrégulières, qui donne une idée de l'amplitude et des fréquences des fluctuations du biais. Inversement, on voit là l'importance de la stabilité du biais. C'est elle qui détermine dans quelle mesure on peut s'approcher d'un condensat pur.

Conclusion

Au total, notre phase d'évaporation radio-fréquence dure environ 40 s. Elle consiste à appliquer l'onde radio-fréquence en une suite de quatre rampes²² de fréquences, allant de 135 MHz à quelques MHz. Le nombre d'atomes final est d'environ 10^5 . La température finale est de l'ordre du μK . Ceci nous donne une densité dans l'espace des phases de l'ordre de l'unité.

1.3.4 Détecter

Nous avons suivi les étapes successives du ralentissement, du piégeage et du refroidissement des atomes. La détection du nuage d'atomes vient ensuite comme l'aboutissement de tout le travail préalable. Mais la détection est plus importante encore que cela. Elle définit notre connaissance du nuage d'atomes, ce à quoi l'on aura accès comme caractéristiques. Elle est donc au cœur de la conception des expériences. Sur les gaz froids d'hélium métastable, trois techniques ont cours pour la détection. Chacune d'elles a ses particularités, et ne lève qu'une partie du voile. Concernant les condensats d'hélium métastable, il y a l'imagerie optique, par absorption d'un faisceau lumineux, comme sur le montage du laboratoire Kastler Brossel, à Paris. Il y a la détection des ions produits dans le nuage, technique utilisée par le groupe d'atomes froids de l'Université d'Amsterdam. Il y a enfin la détection des atomes métastables par détection électronique après temps de vol. C'est la méthode qui est développée dans notre groupe, et qui franchit un nouveau pas avec la détection tridimensionnelle (voir le chapitre 3). Nous avons utilisé les deux derniers modes de détection, ions et atomes, grâce à des galettes à micro-canaux.

Cette partie présente la détection de manière assez générale. Je reporte au chapitre 3 l'examen des détails techniques. On y décrira aussi le nouveau système de détection en le comparant à l'ancien. Cette partie-ci se limite à l'ancien système de détection, et donne un panorama des questions qui se posent lorsqu'on utilise des galettes à micro-canaux. C'est une introduction. Pour toute cette partie, on pourra se référer au deuxième chapitre de la référence [84]. Le début (2.1) présente très clairement les galettes à micro-canaux. La suite détaille techniquement les subtilités de fonctionnement de la galette de micro-canaux, les problèmes de vieillissement, la linéarité, les calibrations, et ne nous intéresse pas pour l'instant. Par rapport à cette présentation, la mienne sera résumée, pour ne retenir que les idées principales. Le lecteur qui cherche tout de suite une présentation technique complète des galettes à micro-canaux pourra se référer à l'article de Wiza[90]. Et plus simplement, certains aspects techniques seront développés dans le chapitre 3.

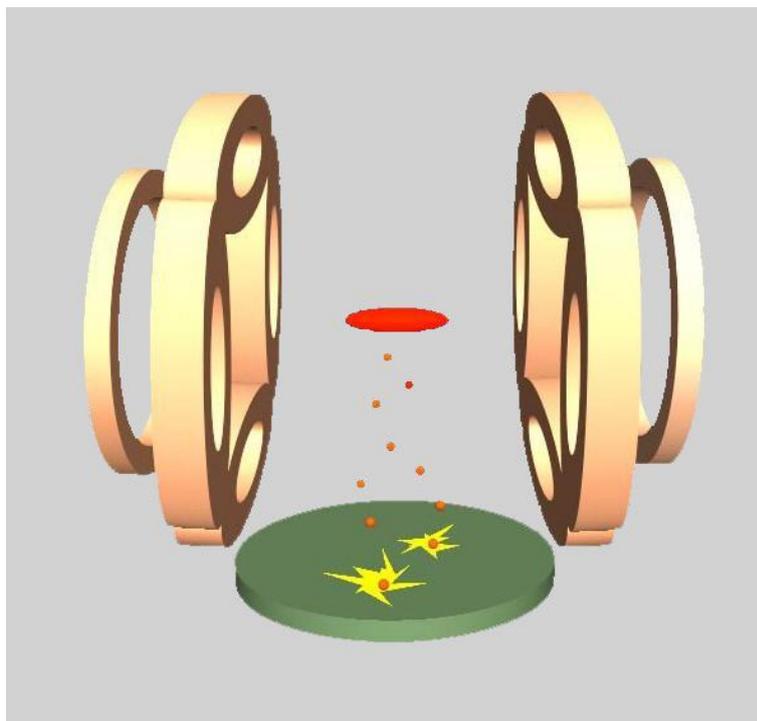


FIG. 1.13 – Schéma général de la détection : le piège au-dessus du détecteur.

1.3.4.1 Deux modes de détection

Nous n'utilisons pas de méthode optique pour la détection. Sauf lors du montage de l'expérience où nous avons fait de la spectroscopie pour déterminer la vitesse dans le jet atomique, nous nous sommes limités à une détection purement électronique. Ceci nous offre deux modes de détection : la détection des pertes issues du piège ou, une fois le piège coupé, la détection des atomes. Premier cas : les ions. Nous avons vu que le piège perd des atomes sous forme d'ions. Nous pouvons attirer ces ions et les détecter, ce qui permet d'avoir une mesure qui ne perturbe pas le piège, tirant simplement parti des pertes qui de toute façon auront lieu. Deuxième cas : les atomes, lorsque le piège est coupé. Nous coupons le piège en coupant le courant électrique qui crée le champ magnétique. Les atomes tombent alors sous l'effet de la gravité, et ils parviennent sur le détecteur. Cette mesure est destructive pour le piège mais elle est plus directe : on accède directement au profil de densité, d'où l'on peut tirer notamment le nombre d'atomes et la température ou le potentiel chimique.

L'origine de ces deux signaux est différente. Dans le cas des ions, on l'a dit, on utilise les pertes dans le piège. Les ions sont des produits des collisions inélastiques qui ont lieu dans le piège (voir 1.2.2.1). Ils sont donc créés et observables en continu, tout au long de la vie du piège. Dans le cas des atomes, on détecte ce qui tombe du piège *après* coupure du piège. Mais les choses ne se passent pas si simplement. Les atomes qui restent dans le sous-niveau Zeeman $m = 1$ restent sensibles au champ magnétique. Or, celui-ci ne se coupe pas instantanément. En effet, l'enceinte à vide est en inox, et

²²Les rampes sont décrites plus précisément au chapitre 5 de la référence [85].

il y a donc des courants de Foucault²³. Ceux-ci créent un champ magnétique parasite qui envoie les atomes s'écraser n'importe où sur les parois. Heureusement, lors de la coupure, le champ magnétique commence par passer brutalement par zéro lors des dix premières microsecondes²⁴. Il y a donc des transitions non-adiabatiques. Une fraction des atomes estimée à 10 % est convertie dans le sous-niveau $m = 0$, insensible au champ magnétique. Seuls ces atomes sont détectés.

1.3.4.2 Principe de fonctionnement du détecteur

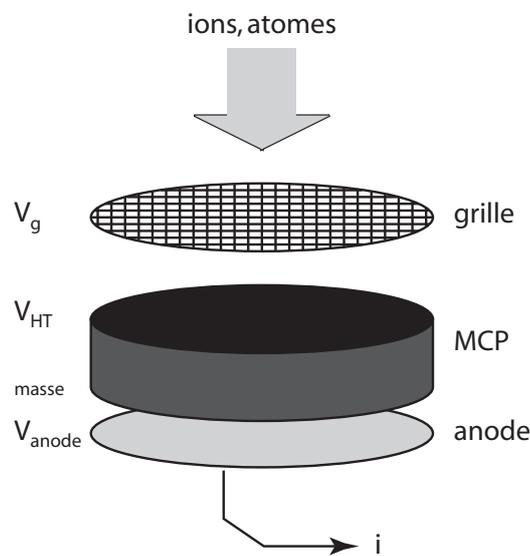


FIG. 1.14 – Vue d'ensemble de l'ancien détecteur. On polarise la galette micro-canaux sous une tension $V_{HT} = 2 \text{ kV}$. La face arrière est mise à la masse. V_{anode} permet d'attirer les électrons sortant du MCP pour créer le courant d'anode i . $V_{anode} = 9 \text{ V}$ en mode analogique et $2,5 \text{ V}$ en mode de comptage. V_g est mise à -15 V ou $+30 \text{ V}$ selon qu'on veut attirer les ions ou les repousser.

Le détecteur est une galette à micro-canaux. La figure 1.14 en présente une vue d'ensemble. La partie centrale est la galette de micro-canaux (MCP). C'est elle qui convertit les particules incidentes en paquets électrons, le reste consistant à récupérer cette impulsion pour la traiter dans un montage électronique. Dans son principe, le MCP est l'analogue du photo-multiplicateur²⁵. Dans notre cas, les particules incidentes sont des atomes métastables ou des ions. Les atomes métastables ont une énergie suffisante pour arracher un électron à une surface : ils ont environ 20 eV d'énergie interne. Les ions

²³voir 5.2.1 dans la référence [86] et 3.3.2 dans la référence [85].

²⁴Ceci est dû à un défaut de synchronisation : le courant des bobines dipolaires est coupé un peu avant celui des bobines de compensation. Mais ce n'est que le temps du passage à zéro. La décroissance du champ est globalement plus longue. Elle prend 1 à 2 ms (voir 3.3.2 dans la référence [85]).

²⁵Je pense au photo-multiplicateur à dinodes, qui réalise des multiplications successives du ou des électrons initiaux.

sont accélérés grâce à la tension de 2 kV, et eux aussi peuvent donc arracher un électron à la surface du détecteur. On pourrait aussi détecter des rayons X ou des électrons accélérés avec une tension appropriée — actuellement les électrons sont repoussés par V_{HT} (voir figures 1.14 et 1.17).

La figure 1.15 présente une coupe du MCP. Il est formé de deux galettes percées

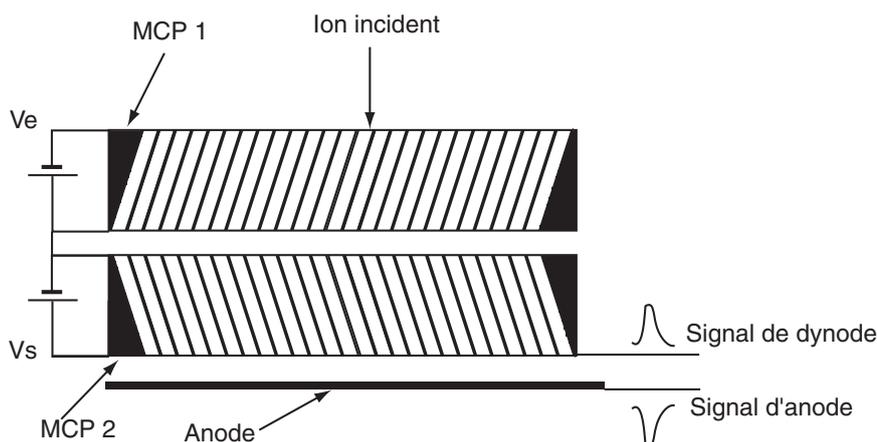


FIG. 1.15 – Le montage en chevron. L'angle entre les canaux des deux galettes permet de s'affranchir des retours d'ions issus de la deuxième galette.

d'une multitude de trous. Dans notre cas, les trous font $12 \mu\text{m}$ de diamètre. Chacun de ces trous est un canal qui agit comme multiplicateur d'électrons, comme illustré sur la figure 1.16. La tension de polarisation permet d'accélérer les électrons. Lorsqu'ils

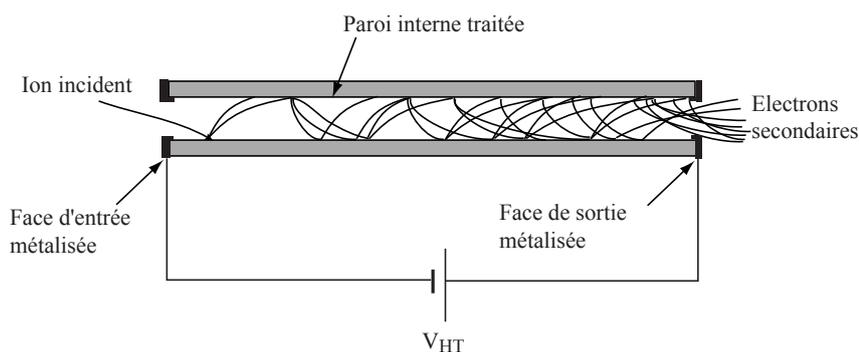


FIG. 1.16 – Fonctionnement d'un micro-canal. Émissions secondaires d'électrons par la paroi. Le générateur V_{HT} sert à la fois à polariser le micro-canal et à l'alimenter en électrons.

frappent la paroi, ils ont alors une énergie suffisante pour lui arracher des électrons secondaires, ce qui de proche en proche aboutit à créer une avalanche. Le montage en chevron des deux galettes permet d'éviter un effet parasite lié à la création d'ions. Ceci se produit lorsque la tension appliquée à une galette est trop importante.

On atteint au final un gain de l'ordre de 10^7 à 10^8 . Le gain dépend exponentiellement de la tension de polarisation et atteint une saturation, pour cette galette vers 2 kV. En dessous, on peut donc utiliser le détecteur comme un amplificateur analogique pour le flux incident. On peut alors détecter des flux assez élevés. Au-dessus, on peut faire le comptage des particules incidentes. Le gain pour chaque particule est en effet plus stable, idéalement égal au gain maximum, mais en contre-partie on ne peut détecter que de faibles flux. On détaille ce point un peu plus loin.

1.3.4.3 Schéma électrique

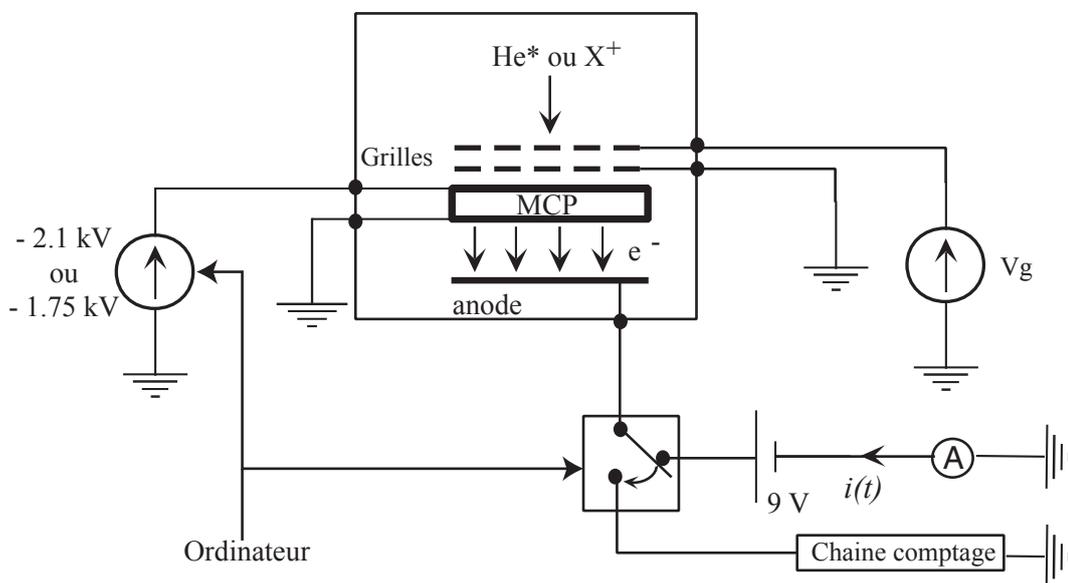


FIG. 1.17 – Montage électrique

Les figures 1.14 et 1.17 montrent les différentes tensions appliquées pour permettre le fonctionnement du détecteur. Outre la polarisation V_{HT} , que nous venons de discuter, il y a la tension appliquée à la grille V_g et la tension d'anode V_{anode} . La grille permet de choisir le type de particule détectée. Si la tension est positive on repousse les ions, et donc seuls les atomes sont détectés. Si elle est négative on attire les ions et donc les deux espèces sont détectées : cela permet de déterminer le flux d'ions à condition que l'on vérifie aussi que le flux d'atomes est négligeable. Ce sont les seules particules détectées. En particulier, les électrons sont repoussés par la haute tension qui polarise la galette.

La tension d'anode sert à attirer les quelques 10^7 électrons qui sortent de la galette à chaque particule détectée, pour les collecter et les faire circuler vers la masse. Toute l'électronique sert ensuite à détecter cette impulsion électrique très faible. On peut faire grâce à deux chaînes de détection distinctes, comme le montre la figure 1.17. On peut choisir entre l'une et l'autre grâce à un interrupteur commandé par l'ordinateur. On peut donc alterner les deux types de mesure au cours d'une même séquence. Le

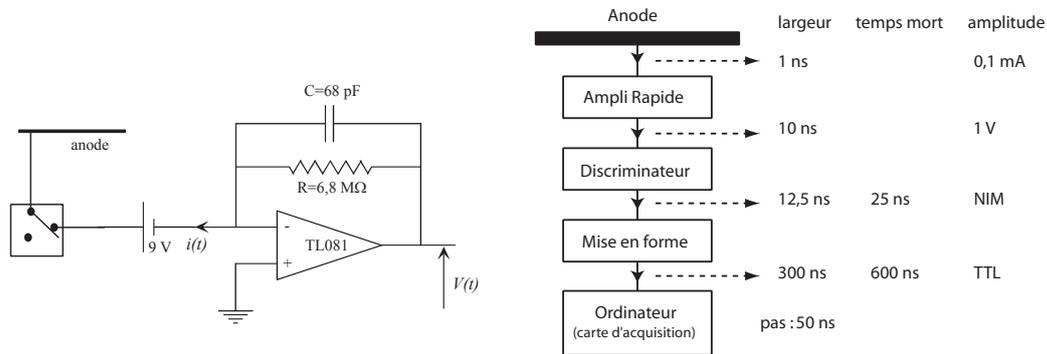


FIG. 1.18 – Chaînes de détection, analogique et numérique.

détail des deux chaînes de mesure est présenté sur la figure 1.18.

La chaîne analogique est utilisée en conjonction avec une haute tension de polarisation qui place le gain en-deçà de la saturation. La charge des impulsions est simplement accumulée dans la capacité, qui lisse sur un temps de l'ordre de $500 \mu\text{s}$. La chaîne de comptage est utilisée lorsque le gain est saturé. Après amplification, chaque impulsion est discriminée, puis elle est mise sous forme d'une impulsion logique qui permet l'acquisition par l'ordinateur.

1.3.4.4 Limites d'utilisation

Les limitations qu'impose une galette à micro-canaux sont surtout liées à son temps mort. D'autres problèmes existent, comme la détermination précise de son gain total, l'homogénéité spatiale de ce gain sur la surface du détecteur, les interactions entre canaux voisins, et enfin la variation de toutes les caractéristiques avec le vieillissement de l'appareil. Mais le temps mort est celui qui nous limite le plus, et ce de plusieurs manières que nous allons détailler.

Le temps mort est une conséquence de ce que la galette n'a pas une réponse électrique instantanée. Elle est sollicitée car on lui demande de fournir un courant (les impulsions d'électrons consécutives aux avalanches). Idéalement, pour que toutes les particules soient détectées identiquement, la galette devrait revenir à l'équilibre entre chaque détection. Si ce n'est pas le cas, il se produit une saturation : le gain n'est plus constant, et à la limite il n'y a plus de détection du tout. Le mécanisme qui conduit à cette non-linéarité du détecteur agit comme suit. Les parois de la galette émettent des électrons. Cela crée un déficit de charges qu'il faut combler par un courant. L'alimentation qui polarise le détecteur y pourvoit. Or, le courant ne peut recharger les parois plus vite que ne le permet la constante de temps intrinsèque à sa résistance et sa capacité. Tout dépend donc de la constante de temps du circuit RC équivalent aux galettes.

Le problème est que les galettes sont nécessairement très résistives ; le matériau utilisé est un verre traité²⁶, et il est creusé de nombreux trous (représentant environ 60 % de son volume). Cette résistance n'est d'ailleurs pas forcément un désavantage : c'est aussi le moyen d'éviter que la haute tension de polarisation n'induisse un trop fort

²⁶traité pour optimiser l'émission secondaire

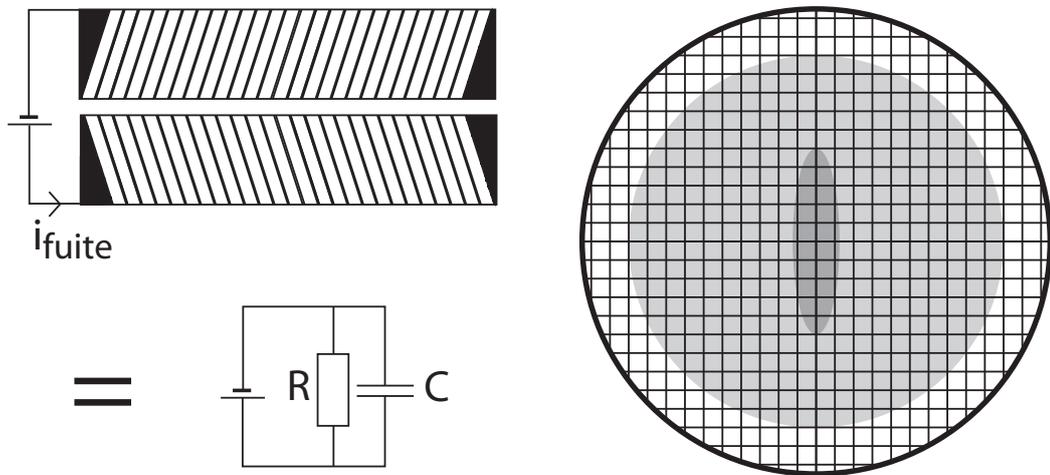


FIG. 1.19 – Temps mort du détecteur : origine et lien avec le flux.

Figure de gauche. Le temps mort du détecteur vient de ce que la résistance et la capacité du détecteur imposent un temps minimal pour recharger un canal qui vient de multiplier un électron.

Figure de droite. À flux total donné, le flux par pixel est d'autant plus important que les particules tombent sur une zone de petite taille.

courant de fuite. La haute tension à imposer est de l'ordre de quelques kV ; la résistance de l'ordre de la centaine de $M\Omega$ limite ainsi le courant de fuite à la dizaine de μA . Avec une capacité de l'ordre de la dizaine de pF, cette résistance donne au final un temps de l'ordre de la ms (voir la figure 1.19 pour le schéma électrique équivalent, ici pensé globalement au niveau de la galette dans son ensemble).

Il faut donc a priori que deux particules incidentes successives soient séparées par un temps grand devant ce temps-ci pour que la paroi soit rechargée. Si deux événements sont plus rapprochés que $\tau = RC \approx 1$ ms, le second surviendra alors que la galette ne sera pas encore rechargée tout à fait. Le gain pour la détection de la seconde particule sera inférieur. A la limite, le second événement ne sera pas détecté. Comme le gain dépend exponentiellement de la tension appliquée, l'effet est vite très important.

L'existence d'un temps mort a plusieurs conséquences. Tout d'abord, on ne peut détecter deux particules trop rapprochées dans le temps. Ne concluons pas trop vite : en réalité ceci ne nous limite pas directement. On a raisonné pour l'instant comme si le détecteur était d'une seule pièce, et tout impliqué dans chaque détection. C'est faux. L'unité pertinente pour raisonner est le micro-canal : en effet, deux micro-canaux très éloignés l'un de l'autre sont indépendants, et donc le second n'est pas influencé par la détection du premier. Donc même si le temps mort d'une galette est de l'ordre de la milliseconde, voire de la seconde, cela n'empêche pas de mesurer des différences de temps jusqu'à quelques dizaines de nanosecondes. Il suffit que les deux particules n'arrivent pas sur le même micro-canal. Pour mieux penser cet aspect des choses, il conviendrait donc de raisonner en termes de détection par canal.

La seconde conséquence dérive de la première. Supposons que nous n'en soyons plus

à détecter deux particules, mais un flux continu de particules. S'il y a un temps minimal à respecter entre deux particules, cela correspond aussi à un flux maximal détectable. Nous avons trouvé que ce flux est de l'ordre de 10^6 s^{-1} . Nous avons vu qu'il vaut mieux raisonner à l'échelle du micro-canal. Ramenons-le donc à un flux par canal. Le MCP fait 14,5 mm de diamètre, et les trous couvrent 60 % de sa surface, chacun faisant 12 μm de diamètre, ce qui fait environ 10^6 canaux. Ce flux maximum correspond donc à environ 1 s^{-1} par canal, donc à 1 s de temps mort pour un canal de la galette. Pour les flux supérieurs à celui-ci, la détection devient non-linéaire : passées les premières particules, le gain s'écroule.

La figure 1.19 illustre le problème concret posé : le flux maximum admissible pour rester dans la zone linéaire dépend du profil spatial du flux observé. Si toutes les particules arrivent sur une zone restreinte du détecteur, comme c'est le cas pour un nuage très froid, le nombre de canaux couverts est plus faible et le flux par canal d'autant plus important. Donc pour un flux inhomogène, plus la zone sollicitée sur les galettes est faible, plus le détecteur sature vite à flux total donné.

Ce problème de saturation du flux est relié à celui du choix de la chaîne de détection : comptage ou détection analogique. La chaîne de comptage est en effet utilisée avec une plus forte haute tension que l'autre car on veut saturer le gain de la galette. Chaque particule incidente produit donc une plus grande impulsion, et consomme donc plus d'électrons. Le flux sature donc plus vite. Pratiquement, on n'a utilisé la chaîne de comptage sur cette galette que pour des flux d'ions. Le flux d'ions produit par un nuage très froid est suffisamment faible (et suffisamment homogène) pour permettre l'utilisation du comptage. Lorsqu'il est trop important, comme dans la phase de piège magnéto-optique, on a utilisé la détection en mode analogique. Ce fut aussi le cas pour tous les temps de vol d'atomes.

1.3.4.5 Conclusion

Notre système de détection est assez original dans la mesure où il n'utilise pas du tout l'optique, contrairement à ce qui se fait sur presque toutes les autres montages dans le domaine des atomes froids. C'est évidemment très lié à la particularité de l'atome étudié, l'hélium, car il est métastable. Pour autant, pourquoi avoir choisi ce mode de détection plutôt qu'un autre ? La question se pose d'autant plus que les changements sur le montage qui sont apparus pendant ma thèse ont été le fait d'un choix technologique qui renforce encore ce parti pris. C'est pour installer un détecteur sensible en position que nous avons arrêté l'expérience si longtemps, et ce nouveau détecteur est encore à base de galettes à micro-canaux.

Le choix des galettes à micro-canaux n'est pas évident. Il y a d'abord tous les problèmes d'ordre technologique. Ces détecteurs ne sont pas couramment utilisés pour ce type d'usage. Il faut donc les étudier, les calibrer, prendre toutes les précautions d'analyse, car nous n'avons pas derrière nous l'expérience accumulée de dizaines de groupes, comme c'est le cas pour les caméras CCD. Mais le gros problème d'un détecteur à base de galettes à micro-canaux est aussi qu'il réalise la détection *au contact* des particules. Contrairement à tous les systèmes de détection optique, il faut donc mettre la galette sous vide. C'est en soi un problème, car ce sont des objets très fragiles à la température (alliance de verre et de métal) mais d'une très grande surface (de très nombreux trous) et que l'on a donc besoin d'étuver. Cela prend aussi de la place. Si les brides rentrantes sont espacées de 3,15 cm sur notre montage, c'est pour permettre de

placer une galette à micro-canaux juste sous le piège, entre les bobines. L'utilisation de galettes à micro-canaux oblige aussi à utiliser des enceintes en métal. Si les parois ne sont pas conductrices, elles ne peuvent évacuer les charges qui ne peuvent manquer de s'accumuler du fait de la haute tension utilisée pour polariser les galettes. Pas d'enceinte en verre, donc. Et si les parois sont conductrices, immanquablement elles sont le siège de courants de Foucault. Ce qui est un problème à la coupure des champs magnétiques.

Il y a aussi des raisons physiques de ne pas les utiliser. Les galettes sont immobiles. Elles ne peuvent donc détecter les atomes qu'après un temps de vol *fixe*. Ceci proscrit d'emblée l'étude de la dynamique d'expansion des nuages. En particulier, on ne peut déterminer la température du nuage à partir de sa vitesse d'expansion. Ou plutôt si : mais sur un seul point, lorsqu'on arrive sur le détecteur. On ne peut pas non plus suivre le rapport d'anisotropie s'inversant au cours de l'expansion d'un condensat. On ne voit le résultat qu'après un temps de vol fixe.

Et pourtant nous avons choisi de continuer dans la voie des détecteurs à micro-canaux. Il faut dire aussi que les limitations que l'on vient de donner ne sont pas indépassables. Ainsi, les lois qui gouvernent l'expansion des nuages sont maintenant connues. Il nous suffit donc d'avoir accès à un seul point temporel pour déterminer la température. Vraisemblablement ce système de détection ne permettra certes pas d'approfondir l'étude de l'expansion des nuages. Mais il permet bien d'autres choses. La référence [61] montre l'utilité du signal d'ions. En particulier pour détecter le seuil de condensation. C'est son utilisation qui a aussi permis la mesure des constantes de collision décrite dans les références [63] et plus encore [60]. On l'a vu aussi, ce système permet de faire du comptage d'atomes. Jusqu'à très récemment, cela ne nous avait servi qu'à avoir une bonne sensibilité. Mais avec la mesure proposée dans cette thèse, à savoir la corrélation en intensité, cela devient fondamental. Ce genre de détecteur est un outil naturel pour ce genre de mesures, même si l'expérience montre qu'on peut faire autrement (voir 2.1.4.3). Plus encore, même si cette voie n'a pas encore été tout à fait explorée pour l'instant, il permet d'envisager de faire une détection tridimensionnelle (voir chapitre 3). Cela pourrait permettre de mettre en évidence des effets qui pour l'instant n'ont pas encore été vus.

Ce système a donc en définitive de réels avantages. Il ne tient qu'à nous d'en tirer parti. En l'état actuel il offre déjà une certaine souplesse. Selon le flux observé et la sensibilité voulue, on peut détecter de façon analogique ou numérique. Selon le type de mesure à réaliser, on peut détecter les ions ou les atomes. Et, nous allons le voir dans ce qui suit, le système offre encore des possibilités d'évolution.

1.3.5 Limitations et perspectives

Nous avons visité l'ensemble du montage à travers ses diverses fonctions : ralentir, piéger, refroidir et détecter. Nous allons à présent essayer d'en montrer les limites, et les ouvertures possibles vers une résolution des problèmes.

1.3.5.1 Une enceinte à vide volumineuse et encombrée

Un problème de ce montage est la gestion de l'espace en raison de l'*encombrement* des diverses pièces. C'est déjà le détecteur qui empêchait de rapprocher davantage les bobines vers le centre du piège. Cela aurait pourtant permis d'augmenter les gradients de champ sans forcer sur le courant, allégeant nettement le montage de ce côté (grosses

alimentations, gros effet Joule et donc utilisation d'un surpresseur). C'est encore l'encombrement, du nouveau détecteur cette fois-ci, qui nous a poussé à doubler le volume sous ultra-vide et à déplacer toute l'optique. C'est enfin le peu d'accès optique pour rajouter des faisceaux lumineux.

Un effet très bénéfique d'une conception à neuf du dessin de l'enceinte à vide serait aussi le gain que l'on peut espérer à rapprocher le centre du piège du bout du ralentisseur Zeeman. *Comprimer* cette partie du montage se traduirait certainement par un chargement plus rapide du piège magnéto-optique et sûrement par une augmentation du nombre d'atomes piégés (voir 1.3.1.3). En l'état actuel, le ralentisseur Zeeman est aussi rapproché du piège que le permet l'utilisation d'une enceinte facile à fabriquer, c'est-à-dire faite d'un assemblage de pièces cylindriques. Mais par un dessin plus original où l'on rajouterait une autre bride rentrante pour le ralentisseur, ou bien où au minimum le ralentisseur se brancherait sur une partie plate de l'enceinte — et non bombée — on pourrait sûrement gagner de précieux centimètres.

Si d'ailleurs l'enceinte devait être changée, on pourrait la changer bien plus en profondeur. Car le fait d'avoir le détecteur entre les brides rentrantes était une sévère limitation. Mais maintenant qu'il est placé plusieurs dizaines de centimètres plus bas, rien ne nous retient plus de réduire la taille du montage dans cette zone. On peut notamment imaginer diminuer de beaucoup le volume sous vide en utilisant une enceinte cylindrique verticale de petit diamètre, avec des bobines à l'extérieur.

S'affranchir des courants de Foucault serait nettement plus difficile. Cela nécessiterait de passer à une cellule en verre. Or, il faudrait une cellule coudée : une ouverture vers le ralentisseur et l'autre vers le détecteur. Or il faut éviter les contraintes mécaniques sur la cellule pour préserver les transitions verre-métal. Dans ces conditions, cela serait alors très difficile. Plus ennuyeux : une transition verre-métal vers le ralentisseur, étant données les longueurs habituelles de transition, serait trop longue par rapport à la divergence du jet atomique. On serait de nouveau dans une situation où le ralentisseur est loin du centre du piège.

1.3.5.2 Un détecteur en pleine évolution

Une limitation du montage actuel sur laquelle nous reviendrons au chapitre 3 est la *résolution* du détecteur. Cela dit, le détecteur décrit dans la section précédente était l'ancien détecteur, non-sensible en position. Et nous commenterons cette limitation plus loin, je me borne donc à la mentionner.

Côté détection, on a vu au 1.3.4 que l'on peut détecter soit les ions soit les atomes. Il est cependant a priori étrange d'utiliser le même détecteur pour *deux détections différentes*. On pourrait très bien en utiliser deux, un pour chaque type de particule. Cela permettrait de détecter simultanément les deux sans effort. Dans les modifications que nous avons apportées au montage, nous avons prévu cette séparation des détecteurs. Nous ne l'avons pas encore pleinement utilisée.

Une autre évolution pour la détection est l'implantation de faisceaux Raman. Un gros problème de notre schéma actuel est que nous devons nous reposer sur des transitions non-adiabatiques pour nous assurer que des atomes passent dans le sous-niveau Zeeman $m = 0$ qui leur permettra ensuite d'être détectés. C'est un problème car ces transitions ne sont pas contrôlées. Et on pense que l'on ne transfère qu'environ 10 % des atomes. Des faisceaux Raman permettraient de *contrôler* cette transition. Nous pourrions ainsi nous assurer que nous couplons une proportion constante des atomes vers

$m = 0$. Cela permettrait aussi d'améliorer l'efficacité totale de la détection. Ou bien au contraire de ne coupler les atomes que petit à petit, voire de façon continue. Malheureusement, les essais que nous avons fait jusqu'à présent se sont révélés infructueux. Nous n'avons pas dépassé les 50 % de transfert. Nous avons vraisemblablement trop peu de puissance lumineuse pour augmenter le désaccord – et donc éviter les effets parasites. Cette limitation n'a rien de fondamental. Dans la conception des modifications du montage, nous avons aussi ménagé un accès optique plus favorable (voir 4.2.2).

1.3.5.3 Conclusion

Ce montage expérimental, malgré les modifications qui viennent de lui être faites, et que nous décrirons au chapitre 4, n'est donc pas encore figé. En réalité il n'en est encore qu'à la première génération, et il peut évoluer. Il est probable qu'on puisse encore en attendre des expériences originales et riches.

Corrélation en intensité de deux atomes

Ce chapitre est dédié au calcul du signal de groupement de bosons. Ceci est un cas particulier du nouveau type de mesure que nous voulons mener grâce à notre dispositif de détection : des mesures de corrélation sur des nuages d'atomes ultra-froids, grâce à des techniques de comptage. Le groupement de bosons est une porte d'entrée « facile ». C'est celle que nous allons explorer par le calcul dans cette partie. Nous présenterons aussi la méthode expérimentale retenue pour effectuer la mesure, au 2.1.3.

Quand nous chercherons à faire de manière rigoureuse le calcul théorique du groupement de bosons, l'approche suivie sera standard et assez linéaire. Elle sera exposée à la section 2.2, puis sous forme appliquée à notre système de détection à la section 2.3. En revanche, les choses sont plus libres si l'on cherche simplement à s'en faire une idée, une représentation « avec les mains » qui constitue toujours une aide très utile, ne serait-ce que pour guider le calcul rigoureux. Pour cette approche simple, exposée dans la première section, deux points de vue s'affrontent. L'un consiste à compter des particules, à faire bien attention aux symétries, à ce qui est discernable ou non, pour aboutir éventuellement à des facteurs $N!$ qui marquent le côté (in-)discernable. C'est le point de vue usuel en physique des particules. L'autre considère chaque atome comme une onde et calcule l'effet résultant comme une interférence. C'est le point de vue usuel en optique. Pour ma part, je n'ai pas de raison de préférer l'un ni l'autre. L'expérience dans le domaine de l'optique atomique est plutôt tournée vers l'optique. J'ai donc choisi une approche davantage « particule » pour montrer qu'elle est aussi pertinente que l'autre et qu'on a donc tout intérêt à connaître les deux. Je ne m'interdis cependant pas l'emploi du mot « interférence ». Et l'approche « optique » se retrouve un peu dans le paragraphe 2.1.4.3. L'approche optique peut paraître plus naturelle parce qu'on a une certaine intuition de l'optique et que les photons sont eux aussi des bosons. Ce serait plus difficile pour des fermions. Les deux cas font pourtant souvent figure de jumeaux. Et les fermions sont maintenant très présents en optique atomique. Nous nous offrirons donc une petite coloration « particules » dans la première section.

2.1 Principe physique

Nous commençons par l'approche « avec les mains » . Ensuite, une revue de ce qui s'est fait sur le sujet nous permettra de mieux situer notre expérience dans le contexte, notamment en en dégageant les spécificités.

2.1.1 Approche avec les mains : description de l'effet, distance caractéristique

2.1.1.1 Groupement de bosons

définitions

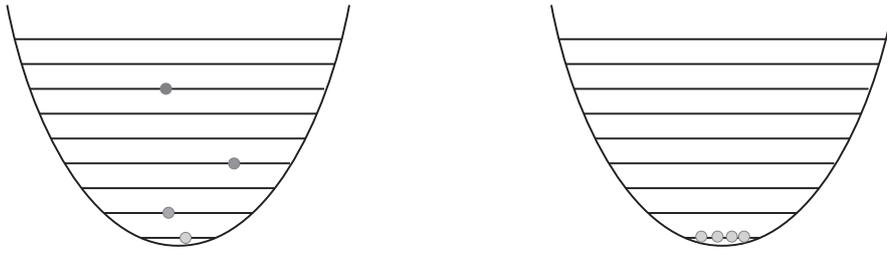


FIG. 2.1 – définition des nuages thermique et condensé. Un nuage thermique est un ensemble de bosons discernables. Un nuage condensé est un ensemble de bosons rigoureusement dans le même état quantique et donc indiscernables.

L'effet de groupement de bosons réside dans un problème de comptage de particules. On cherche à comparer la probabilité de détecter deux particules ensemble plutôt que séparément. Comme cela repose intrinsèquement sur la possibilité de pouvoir distinguer ou non deux événements différents, arrêtons-nous d'abord sur les deux situations que nous allons considérer : le nuage thermique et le nuage condensé, pour les définir par leurs propriétés statistiques. Dans ce que nous appelons habituellement un « nuage condensé », la température imposée au système est telle que seul le niveau fondamental est peuplé. Rigoureusement, cela signifie que la température est nulle. En général, comme il est expérimentalement impossible de distinguer une très petite proportion d'états excités, on se doit d'adopter une définition plus tolérante. Nous retiendrons cependant pour cette partie le cas idéalisé d'un condensat parfait. Le « nuage thermique », quant à lui, est un nuage dont la température est strictement au-dessus de la température de condensation. Il y a donc de nombreux états peuplés, et le niveau fondamental n'est pas peuplé de façon macroscopique. On retiendra donc ces deux cas limites : un nuage « thermique » où il y a autant d'états peuplés que d'atomes¹, et un nuage « condensé » où il y a un seul état peuplé, l'état fondamental² du piège (voir figure 2.1).

le point de vue « détecteur »

Une conséquence de ce qui vient d'être dit est illustrée sur la figure 2.2. Elle ne nous intéresse pas en tant que telle, mais par comparaison entre les deux figures 2.2 et 2.3 elle nous évitera une confusion. Quand, figure 2.2, on détecte ensemble deux particules différentes, ici gris clair et gris foncé, on ne peut savoir a priori laquelle venait de gauche, laquelle venait de droite. Le problème ne se pose pas lorsque l'on a un seul type de particule. Dans un nuage condensé on se trouve dans ce second cas,

¹Le nombre d'occupation d'un état est très faible et l'on peut négliger le cas où un état serait peuplé par deux atomes ou plus.

²Cela suppose au passage que cet état fondamental est unique. C'est bien le cas, car grâce au piège magnétique on ne piège que le sous-niveau $m = 1$ du niveau 2^3S_1 .

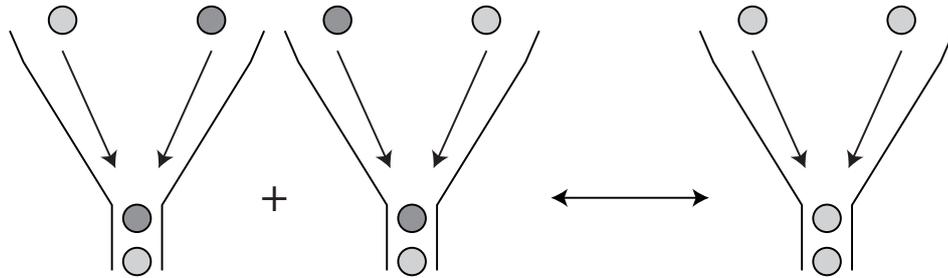


FIG. 2.2 – Premier type d'interférences. On ne peut dire a priori quelle est la particule qui vient de droite et quelle est celle qui vient de gauche.

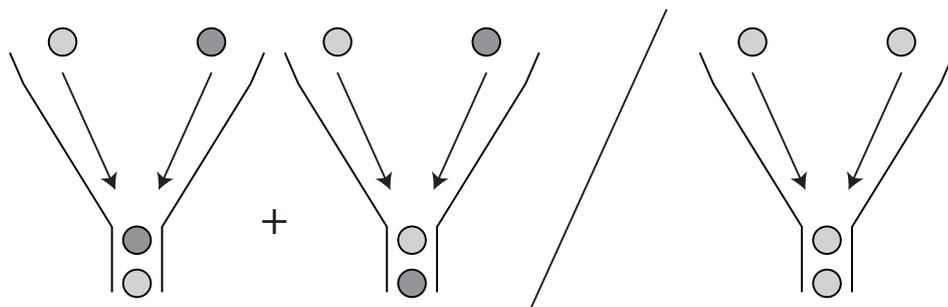


FIG. 2.3 – Principe du groupement de bosons. La clef réside dans la possibilité de distinguer deux états différents (gris clair et gris foncé). Quand on les détecte ensemble, on ne peut savoir a priori lequel des deux cas va se produire : clair-foncé ou foncé-clair ? Le problème ne se pose pas s'il y a un seul état. Un nuage thermique correspond au premier cas (beaucoup de niveaux sont peuplés) ; un nuage condensé au second (un seul état).

où toutes les particules sont rigoureusement dans le même état quantique, et sont donc indiscernables. En revanche dans un nuage thermique, le fait que les particules sont dans des états quantiques différents permet de les distinguer les unes des autres. On est donc dans le premier cas. Il y a deux chemins différents qui mènent au même but, à savoir : la détection de deux particules ensemble. Dans la suite, on se placera du point de vue du détecteur. On n'est en effet sensible qu'à ce qu'on détecte ; on ne connaît pas le reste a priori. Cette question de chemins, qui donne lieu à des interférences, n'est pas celle qui nous occupe ici. Nous ne voyons que le seul fait suivant : deux particules ont été détectées ensemble, et cela constitue un et un seul événement. Les deux situations représentées sur la figure 2.2 sont donc équivalentes pour nous³.

interférences sur le détecteur

L'effet qui nous intéresse est celui illustré sur la figure 2.3. Supposons que le seul événement qui nous occupe soit l'arrivée de deux particules, indépendamment du fait qu'elles soient gris clair ou foncé. Si les particules sont indiscernables (situation de droite) il y a une seule possibilité pour obtenir notre événement. Si au contraire, dans la réalité, les deux particules sont bien l'une claire et l'autre foncée alors deux cas peuvent se produire : clair-foncé et foncé-clair. Les deux conduisent à la détection du même événement : deux particules ensemble. On voit donc que si, par la pensée, on isole deux atomes et qu'on se ramène à des situations initiales équiprobables, l'événement « ensemble » sera détecté deux fois plus souvent. C'est justement le rôle de la corrélation que de tenir compte des probabilités initiales de chaque configuration pour se ramener à des configurations équiprobables. On comprend alors que cette corrélation soit deux fois plus élevée pour un nuage thermique que pour un nuage condensé. C'est ce doublement de la corrélation qui constitue le phénomène de groupement de bosons.

En d'autres termes, cet effet n'est qu'une application directe de la mécanique quantique. En mécanique quantique, pour dire les choses rapidement, tous les possibles sont réalisés : lorsque plusieurs chemins sont possibles, le chemin réalisé est le chemin somme de tous les chemins possibles[106]. C'est d'ailleurs la base profonde au phénomène d'interférences[107]. On pourrait être surpris que dans un cas il y a plus de détections que dans l'autre. Ce n'est pas choquant. Dans une expérience de trous d'Young, on observe aussi (localement) une intensité double de l'intensité initiale. Cela signifie juste qu'on observe un signal où les deux particules sont en phase. Méfions-nous cependant de la comparaison. La différence entre une expérience du type de celle des trous d'Young et celle que nous proposons est double. Tout d'abord, nous nous intéressons à des intensités (des coups sur le détecteur) et non à des amplitudes. L'autre différence est plus intéressante. Le phénomène observé ici n'est pas une interférence au sens habituel du terme, c'est-à-dire un phénomène lié au fait qu'on ne sait pas quel trajectoire ont emprunté les particules : deux trajets possibles pour chaque particule. Ce que l'on ne sait pas dans notre expérience, c'est quelle particule a été détectée : deux particules et un trajet unique. D'où la différence que nous avons fait entre les situations des figures 2.2 et 2.3. C'est la différence entre mesurer les franges d'une expérience d'interférence et mesurer le contraste des franges⁴. Ce qui peut nous intéresser ici est que, malgré leur différence, ces deux phénomènes sont très proches. Il s'agit toujours de l'interférence de deux « chemins » aboutissant à la détection d'une particule. Un calcul

³ou, plus exactement, le choix pour la normalisation de la probabilité conjointe les rendra équivalentes

⁴Dans ces termes : la première différence est que l'on ne veut pas mesurer ce contraste, c'est-à-dire $g^{(1)}$, mais bien plutôt $g^{(2)}$.

utilisant cette approche est présenté dans la référence [105].

2.1.1.2 Longueur de corrélation

fonction d'auto-corrélation

Telle que nous venons de la présenter, la corrélation est le moment d'ordre deux qui correspond à la variable aléatoire « détection d'une particule à cet endroit à cet instant », à un facteur de normalisation près. On fixe donc \vec{r} et t , la position et le temps de la détection.

Si l'on veut étudier les probabilités de détection en fonction de \vec{r} on peut définir une quantité plus générale, qui est reliée à la fonction aléatoire « détection d'une particule à cet instant », fonction de la variable \vec{r} . Le moment d'ordre deux qui correspond à cette quantité est une fonction qui dépend des positions \vec{r} et \vec{r}' de détection : $G^{(2)}(\vec{r}, \vec{r}')$. On normalise cette fonction en divisant par la probabilité de détection en chacun des deux points séparément, c'est-à-dire par $P(\vec{r})P(\vec{r}')$ (avec $P(\vec{r}) = G^{(1)}(\vec{r}, \vec{r})$). Pour simplifier on va supposer une invariance par translation pour se ramener à une fonction de la distance relative : $g^{(2)}(|\vec{r} - \vec{r}'|)$. C'est la fonction d'auto-corrélation. Le cas étudié dans le paragraphe précédent est le cas $\vec{r} - \vec{r}' = \vec{0}$: détection simultanée au même endroit.

longueur de corrélation

Nos données nous donnent accès à la fonction d'auto-corrélation. Étudier cette fonction plutôt que le cas particulier présenté ci-dessus ne présente donc pas de difficulté supplémentaire. A partir du moment où nos données permettent de mettre en évidence l'effet du groupement de bosons, elles nous donnent aussi accès à toute la fonction d'auto-corrélation. Par rapport à la simple étude du groupement de bosons, cela rajoute la question : « Comment cet effet varie-t-il avec la distance ? ». On introduit ainsi une grandeur caractéristique : la longueur de corrélation. La figure 2.4 donne l'allure de la fonction de corrélation dans le cas idéal. On note bien que la valeur au centre vaut 2. La longueur de corrélation donne l'échelle sur laquelle décroît la fonction lorsque r , la séparation entre les particules, augmente.

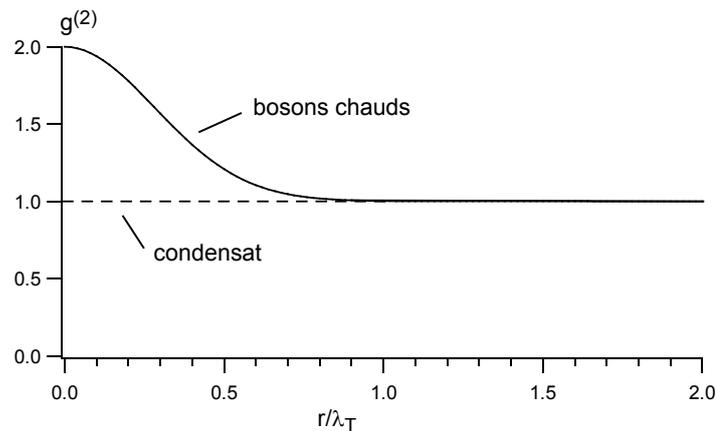


FIG. 2.4 – Allure attendue pour la fonction de corrélation. Elle est plate pour un nuage condensé. Pour un nuage thermique elle vaut le double au centre. Elle décroît sur une distance de l'ordre de λ_{dB} (voir le texte).

distances caractéristiques

Il nous faut comparer cette longueur de corrélation aux autres distances caractéristiques du problème. Ce sont a priori la distance moyenne entre les particules, la distance caractéristique des interactions et la distance caractéristique de la taille des particules⁵. L'effet que l'on veut expliquer est intrinsèque aux bosons : il existe indépendamment du piégeage des particules ou de leurs interactions. On ne s'intéresse donc pas à la distance moyenne entre les particules ni à la distance caractéristique des interactions. Celles-ci peuvent intervenir, mais elles ne sont pas nécessaires à l'explication du phénomène. Ne reste que la taille caractéristique des particules, d . Nous allons montrer que c'est la distance λ_{dB} , la longueur d'onde thermique de De Broglie.

$$\lambda_{dB} = \hbar \sqrt{\frac{2\pi}{mk_B T}}$$

avec m la masse et T la température. Dans notre cas, avec $T = 1 \mu\text{K}$, on obtient $\lambda_{dB} = 0,869 \mu\text{m}$. Mais commençons par interpréter la forme de la courbe.

interprétation

Pour expliquer l'allure de la courbe, on va une fois de plus recourir au même type de schéma pour compter les particules. On peut voir l'ensemble de ce comptage résumé sur la figure 2.6. Mais nous allons encore une fois simplifier le problème en nous plaçant du point de vue du seul détecteur. On ne s'intéresse pas au phénomène d'interférence du type de celui de la figure 2.2. On se limite donc à la figure 2.5 qui reprend la figure 2.6 en effaçant tout à fait le problème de l'état initial. Encore une fois, raisonner sur la fonction de corrélation permet de se ramener à la situation où toutes les configurations initiales sont équiprobables.

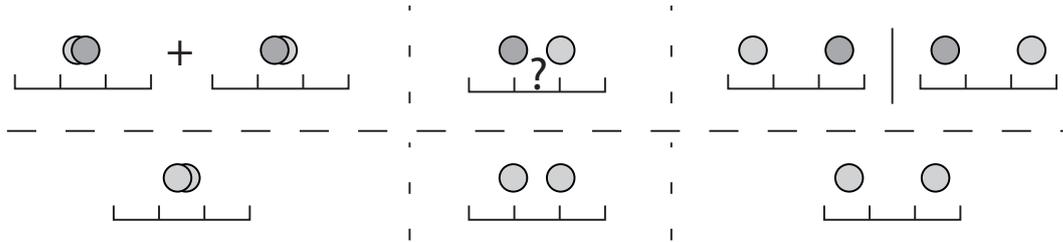


FIG. 2.5 – Longueur de corrélation. A droite, on peut détecter les particules en deux endroits différents, à gauche les deux particules sont confondues (cas de la figure 2.3). Au milieu on se trouve dans un cas intermédiaire où l'on ne peut pas parfaitement résoudre les deux particules en raison de leur « taille » λ_{dB} . En-dessous, l'équivalent pour un nuage de particules indiscernables.

Analysons la figure 2.5. En haut, on a représenté ce qui se passe pour un nuage de particules discernables (cas du nuage thermique). Si les particules sont suffisamment éloignées l'une de l'autre (cas à droite) on peut dire avec certitude si l'on a détecté dans un pixel du détecteur la particule gris clair ou foncé. Les deux cas représentés (clair-foncé et foncé-clair) sont donc bien séparés. En revanche, à gauche on les détecte

⁵qui selon le modèle est le diamètre d'une sphère dure ou la largeur d'une fonction d'onde

nécessairement au même endroit, ce qui nous ramène au cas précédent (figure 2.3). On ne peut plus distinguer entre les deux cas : on ajoute donc leur probabilité. Au centre une situation intermédiaire. En-dessous le cas où il y a un seul état quantique (condensat) : le problème de la discernabilité ne se pose pas, les deux états sont toujours indiscernables, indépendamment de la détection. Pour un nuage thermique (en haut), et pour lui seul, l'événement "détection ensemble" a un poids double de celui de chacun des deux événements "détection séparée".

Précisons que le détecteur dont on représente schématiquement les pixels sur les figures 2.5 et 2.6 est fictif. Il n'est pas essentiel. Il ne sert ici qu'à faire ressortir le rôle de la taille des particules. Il correspond à tout détecteur, ou à toute mesure physique. Dit autrement, la séparation des deux particules se mesure en unités de d leur taille. A la rigueur, on peut donc supposer un détecteur parfait, et ne considérer les petites cases représentées sur les figures 2.5 et 2.6 que comme des guides pour l'œil, pour apprécier les distances.

Dans le cas intermédiaire la détection est parfois "ensemble", parfois "séparée". On s'attend donc à trouver une valeur intermédiaire pour l'auto-corrélation. On explique donc l'allure de la fonction d'auto-corrélation par des considérations de résolution : le groupement correspond au cas pathologique où l'on est dans l'impossibilité de résoudre deux particules trop proches. La longueur de corrélation est donc liée intimement à la « taille » des particules, ce que vérifiera le calcul (voir plus loin la section 2.2).

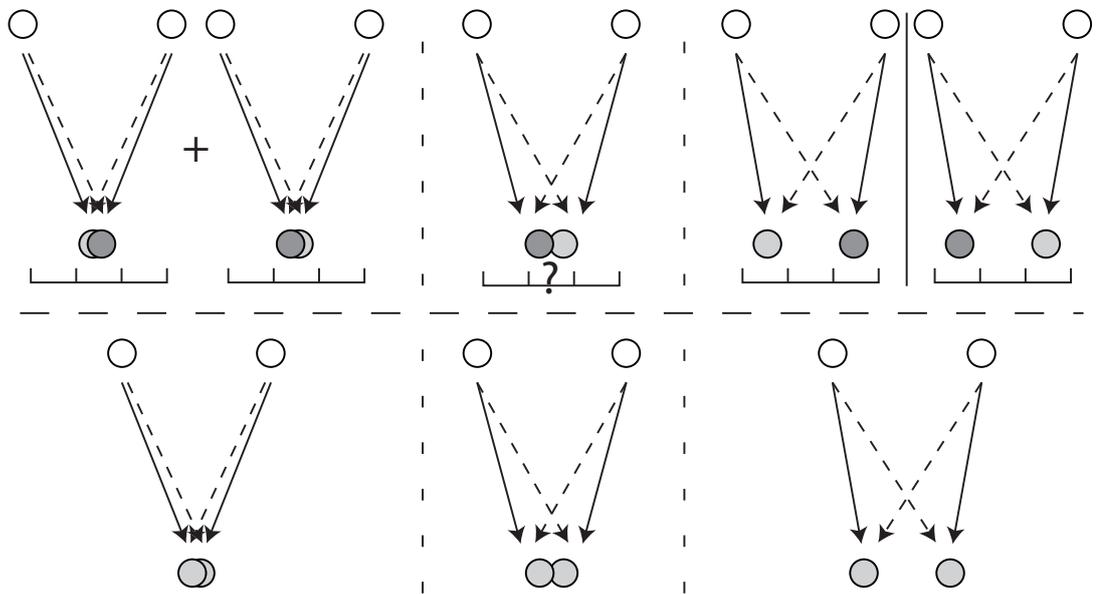


FIG. 2.6 – Groupement de bosons : résumé. Les cercles blancs indiquent notre impossibilité à dire qui est gris clair ou foncé ; ces deux possibilités sont matérialisées par les flèches en trait plein ou pointillé. Les cases représentées sous les particules sont les pixels d'un détecteur fictif qui essaierait de résoudre les deux particules. Voir le texte pour les détails de l'analyse.

Le cas du nuage condensé s'explique plus simplement. Le fait de rapprocher les deux particules n'amène pas à confondre deux cas distincts : les deux particules sont déjà identiques. Tous ces événements de détection sont donc de poids statistique équivalent.

La fonction d'auto-corrélation est donc plate. Autre cas particulier : ce qui précède peut être étendu sans difficulté au cas des fermions. Les fermions ne peuvent se trouver dans le même état, ce qui écarte d'emblée le cas du condensat. Cela empêche aussi des détections simultanées comme figure 2.3. La raison en est que les états sont anti-symétriques par échange de deux particules. Donc le signe "+" devient un signe "-". Et cet événement a une probabilité nulle. La forme de la fonction d'auto-corrélation est donc identique à celle des bosons discernables sauf qu'elle va à zéro au centre au lieu de deux.

« Taille » des particules

Il nous reste à montrer $d = \lambda_{dB}$. L'origine de λ_{dB} remonte à la correspondance entre onde et particule. Elle est définie comme la longueur d'onde de l'onde équivalente à la particule. Pour une particule d'impulsion p , elle vaut $\lambda_{dB} = \frac{h}{p}$. Pour faire intervenir λ_{dB} , on a donc intérêt à utiliser cette correspondance. Le raisonnement sur la « taille » est typiquement un raisonnement de type « particule ». Analysons donc le problème sous l'angle des « ondes » : intéressons-nous à la phase accumulée par les bosons au cours du temps.

Si l'on considère à nouveau notre expérience comme de l'interférométrie (avec les précautions formulées ci-dessus), nous pouvons estimer que l'on sort de la zone de cohérence à partir du moment où la phase relative atteint π . Cette phase correspond à une différence $\Delta S = \int_1 \vec{p} d\vec{x} - \int_2 \vec{p} d\vec{x} \approx h/2$ entre l'action le long de chacun des deux chemins. On calcule les chemins comme on ferait pour un calcul standard d'interférences, pour les trous d'Young par exemple. La différence entre les deux trajets vaut alors environ $\Delta x \approx d/2$. De plus, dans un piège à l'équilibre thermique, l'impulsion moyenne (moyenne quadratique) est $\sqrt{2mk_B T}$. Donc en reportant dans la formule précédente, on trouve $\Delta S \approx \sqrt{2mk_B T} d/2$. La moyenne sur la distribution thermique est cachée : on a pris une impulsion moyenne. Pour $\Delta S \approx h/2$ on trouve donc $d \approx h/\sqrt{2mk_B T}$ comme ordre de grandeur pour la taille des particules. A un facteur $1/\sqrt{\pi}$ près, ceci est bien égal à $\lambda_{dB} = \hbar \sqrt{\frac{2\pi}{mk_B T}}$.

Le calcul mené plus loin à la section 2.2 montrera que, pour des atomes dans un piège harmonique (notre situation expérimentale), la longueur de corrélation est $\lambda_{dB}/2\sqrt{\pi}$ [49, 50]. L'ordre de grandeur est donc le bon.

On peut noter que l'impulsion qui intervient ici est $\sqrt{2mk_B T}$, l'impulsion moyenne (moyenne quadratique) dans le nuage d'atomes. La longueur de De Broglie calculée n'est donc pas celle d'une particule physique, mais celle d'une particule fictive, représentative de l'équilibre thermique. D'où son nom de longueur d'onde *thermique* de De Broglie.

2.1.2 Cohérence transverse

Les corrélations entre atomes sont ici un effet de la cohérence du nuage atomique. Pour les mettre en évidence on doit donc faire attention à préserver la cohérence pour ne pas brouiller l'effet. La traduction dans la pratique est la suivante. D'après ce qui précède, on doit s'attendre à ce que condensat et nuage thermique donnent le même résultat. Sauf lorsque les atomes sont assez proches, de l'ordre de leur longueur thermique de De Broglie. Si le détecteur avec lequel on vient mesurer la fonction d'auto-corrélation est plus grand que cette distance, l'effet sera masqué. Pour dire les choses rapidement, même si l'influence exacte du détecteur peut être un peu différente, pour l'essentiel

elle revient à convoluer la fonction d'auto-corrélation par la réponse du détecteur. Si la fonction d'appareil est trop large, on moyenne, et le signal reste invisible.

Plus précisément, revenons à la figure 2.4. Pour observer cette courbe exactement on a besoin d'un détecteur infiniment précis sur la position. Supposons qu'on ne mesure que le point au centre, c'est-à-dire le groupement de bosons. Si le détecteur a une taille a et une résolution d , il ne distinguera pas les distances relatives inférieures à $d \geq a$, donc le point mesuré sera en réalité l'intégrale de la courbe entre 0 et d . Dans le cas où $a \gg \lambda_{\text{dB}}$, et donc $d \gg \lambda_{\text{dB}}$ la contribution de la bosse est fixe alors que celle du fond diverge et l'effet disparaît donc : $\int_0^d g^{(2)} \approx d$. Pour la fonction d'auto-corrélation toute entière, c'est la même chose. A la limite $d \gg \lambda_{\text{dB}}$ la bosse d'amplitude 1 et de largeur λ_{dB} n'est qu'un pic central très fin si on la voit avec un détecteur de résolution d . A la limite, on mesure $1 + 1/d$ sur le point central et 1 ailleurs. Tout l'effet n'est donc visible que sur un seul pixel, et il est très atténué. On verra au 2.1.4 que c'est le cas de toutes les mesures du genre sauf une, celle de Yasuda et Shimizu. Nous essaierons nous aussi de ne pas nous contenter d'une courbe qui concentre toute l'information dans un seul pixel, mais plutôt de résoudre la fonction d'auto-corrélation.

Un autre effet peut contrarier la résolution sur la courbe d'auto-corrélation. La largeur de la bosse peut diminuer par un effet de moyenne. La référence [49] présente cet effet sur sa figure 1. Le problème a été exposé ci-dessus en supposant une invariance par translation pour ramener $g^{(2)}(\vec{r}, \vec{r}')$ à $g^{(2)}(\vec{r})$. C'est injustifié dans le cas où le nuage atomique est piégé. Il y a évidemment une influence de la distance moyenne au centre du piège. Ce que trouve la référence [49] est que $g^{(2)}(\vec{r})$, obtenu en moyennant sur le piège, a une largeur plus petite que $g^{(2)}(\vec{r}, \vec{r}')$. Ceci complique encore un peu le problème de sa détection. L'interprétation de cet effet est donné au 2.2.1.3.

2.1.3 Conclusion : méthode de mesure

Dans notre cas $\lambda_{\text{dB}} = 0,873 \mu\text{m}$ (à $1 \mu\text{K}$, avec la formule donnée précédemment). Nous verrons au chapitre 3 que la taille du détecteur est de $a = 192 \mu\text{m}$, et sa résolution de $d = 250 \mu\text{m}$. D'après ce que nous venons de dire au paragraphe précédent, à première vue la mesure semble presque impossible. On voudrait un détecteur capable de résoudre λ_{dB} !

Fort heureusement on peut se passer d'une mesure in situ. On voit néanmoins à cette première approche naïve l'importance de chercher les grandes longueurs thermiques, c'est-à-dire les faibles températures, non seulement pour atteindre la condensation, mais aussi pour faciliter la mesure du groupement sur les nuages thermiques. Dans notre cas, la longueur thermique est de l'ordre du micron lorsqu'on s'approche de la température de condensation. On voudrait diminuer davantage encore la température pour augmenter la longueur de corrélation. Malheureusement, cela nous mènerait à des gaz condensés, et nous voulons pouvoir observer des nuages thermiques. Ceci est donc exclus.

On peut penser à une solution pour descendre encore la température tout en évitant la condensation. Cela consisterait à travailler sur des nuages beaucoup plus petits, donc avec des températures critiques plus basses. Mais ceci poserait de gros problèmes. Le signal serait alors très faible, ce qui pose des problèmes de détection. En particulier, le rapport signal à bruit serait fortement dégradé. Nous verrons dans la suite que ce rapport est proportionnel aux nombre d'atomes dans un nuage (mais seulement proportionnel à la racine carrée du nombre d'expériences accumulées). Nous avons donc tout intérêt à

conserver de gros nuages d'atomes⁶. Nous pourrions aussi penser à une détection optique in situ, capable de résoudre mieux que le micron. Cela nous ferait cependant changer complètement de montage, car ce serait difficile. De plus, nous voulons si possible la meilleure résolution possible. Nous ne voulons pas nous contenter de mettre en évidence le groupement de bosons, nous voulons aussi étudier la variation de la longueur de corrélation (avec la température par exemple).

La solution la plus raisonnable consiste donc à renoncer à une mesure in situ et à procéder à la mesure sur des nuages après temps de vol long. Dans ce cas, le nuage explose et devient donc très grand. Toute la question est alors de savoir comment varie la longueur de corrélation.

Ceci sera justifié dans la suite (au 2.2.2), mais on peut l'aborder rapidement. Dans un piège harmonique, les distributions en vitesse et en position sont étroitement liées : il suffit d'appliquer un facteur d'échelle ω_i où ω_i désigne pulsation du piège dans la direction considérée. Par ce couplage entre position et vitesse, l'effet de groupement que l'on a décrit précédemment s'applique aussi aux vitesses.

Or, pour des temps de vol grands devant les périodes caractéristiques du piège (20 et 0,8 ms dans notre cas) la position des atomes est dominée par la donnée de leur vitesse initiale et non par celle de leur position initiale. Donc l'étude de la position des atomes après expansion doit aussi révéler un groupement de bosons. Nous détaillons ceci au 2.2.2.

Notre mesure consiste donc lâcher un nuage d'atomes froids au-dessus du détecteur, et à les laisser tomber sous l'effet de la gravité, puis à enregistrer l'instant où chaque atome est arrivé au détecteur (ainsi que le pixel sur lequel il est arrivé). Chaque pixel du détecteur se comporte donc comme un petit détecteur indépendant des autres, détecteur dont on connaît la position.

La détermination des coordonnées horizontales se fait en convertissant le numéro du pixel en position absolue. La coordonnée verticale s'obtient à partir du temps de chute, en supposant une chute libre sous l'action de la pesanteur. La conversion s'effectue simplement par la formule $t = z/v_0$ avec v_0 la vitesse au niveau du détecteur ($v_0 = 3,02$ m/s). La résolution en temps est incomparablement meilleure qu'en position. La direction verticale est donc une direction privilégiée pour observer l'effet.

2.1.4 Revue sur les précédents avec des photons et des atomes

La mesure de la fonction d'auto-corrélation a déjà été effectuée à plusieurs reprises de par le passé, mais sous des conditions différentes. La première date de 1956 et a été réalisée par R. Hanbury Brown et R. Q. Twiss sur des photons[41, 42, 43]. F. T. Arecchi a ensuite fait la comparaison entre une source pseudo-thermique⁷ et un laser[46]. La première à avoir été faite sur des atomes date de 1996 et a été réalisée par M. Yasuda et F. Shimizu sur un jet continu d'atomes de néon. Enfin, il y a quelques mois, une équipe l'a mesurée sur un nuage d'atomes de rubidium⁸. Nous allons passer en revue ces expériences pour montrer en quoi la nôtre, tout en s'inscrivant dans leur continuité, est neuve et apporte des résultats originaux.

⁶dans la limite où le détecteur ne sature pas

⁷Le faisceau pseudo-thermique est ici un faisceau LASER diffusé par un milieu aléatoire.

⁸Très récemment (le 26 août 2005) une autre équipe a publié[54] sur l'atome de rubidium une expérience sur des condensats et des gaz pseudo-thermiques, se rapprochant donc de l'expérience d'Arecchi sur les photons (voir la note précédente).

2.1.4.1 Hanbury Brown & Twiss

La première mesure expérimentale de la corrélation entre les temps d'arrivée de photons est due à R. Hanbury Brown et R. Q. Twiss. Elle constitue la première mise en évidence expérimentale du caractère bosonique de la statistique des photons. A ce titre, elle a largement stimulé la recherche sur la cohérence des ensembles de bosons, ce qui a donné lieu à un formalisme[44, 45] que nous utiliserons dans la suite[49]. Leur expérience a aussi relancé le domaine de l'optique quantique qui, précisément, s'attache à mettre en évidence et à utiliser les propriétés essentiellement quantiques de la lumière. Notons que la motivation originelle de Hanbury Brown et Twiss est différente : ils cherchaient un signal dépendant de la taille de la source (la cohérence) qui ne se brouille pas lorsque la différence de marche fluctue. L'article [105] explique bien comment on est alors amené à mesurer un signal quadratique plutôt que linéaire par rapport aux intensités.

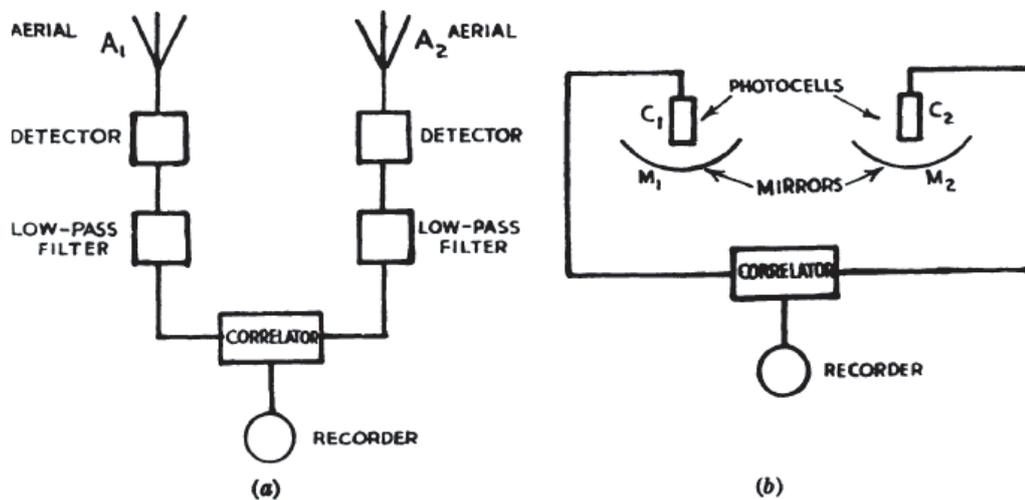


Fig. 1. A new type of radio interferometer (a), together with its analogue (b) at optical wave-lengths

FIG. 2.7 – L'expérience de Hanbury-Brown et Twiss. Reproduit à partir de Nature(London) 177, 27(1956)[41].

L'expérience est donc une expérience d'optique, mais elle est fondamentale pour nous. Jusqu'à son schéma de principe elle est semblable à la nôtre. La figure 2.7 est tirée d'une reproduction de l'article original. On y voit à gauche le schéma de l'appareil expérimental dans le domaine des ondes radio, et à droite son analogue dans le domaine optique. Le schéma de gauche est celui qui permettra de mesurer le diamètre d'étoiles selon leur méthode. Par comparaison avec le schéma de droite, il permet de distinguer les éléments essentiels du dispositif de mesure : deux détecteurs distants, sensibles à l'intensité du champ, puis la corrélation des deux signaux.

Dans l'article original [41], la démonstration de principe de Hanbury Brown et Twiss est éloquent. Leurs résultats montrent que lorsque les deux détecteurs sont séparés il n'y a pas de corrélation visible entre les deux signaux. Lorsque les deux détecteurs sont confondus, la corrélation mesurée correspond aux prévisions théoriques, aux barres d'erreur près. Les deux résultats s'excluent à plus de 6σ , avec σ l'écart-type. Dans cet article, la fonction d'auto-corrélation n'a été mesurée qu'en deux points, $r = 0$ et $r = \infty$, mais l'essentiel y est.

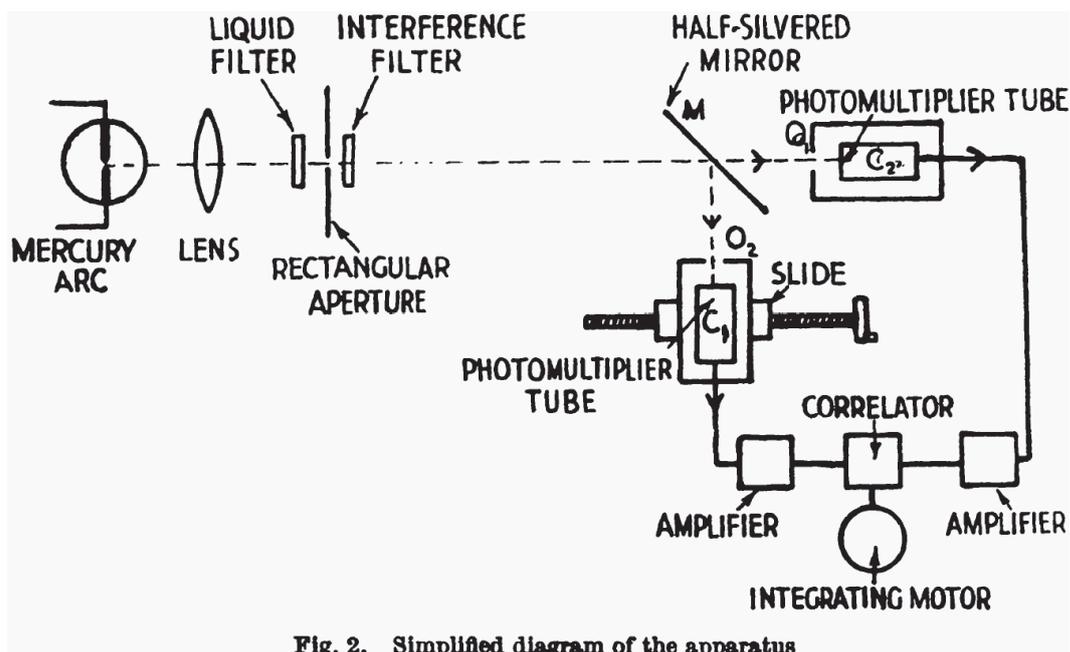


Fig. 2. Simplified diagram of the apparatus

FIG. 2.8 – Montage optique de l'expérience de Hanbury Brown et Twiss. Reproduit à partir de *Nature*(London) **177**, 27(1956)[41].

Notre schéma (voir 2.1.3) est très proche du leur. Notre détecteur est aussi l'équivalent de leur photo-multiplicateur, même si notre électronique actuelle nous permet bien plus de souplesse. La différence essentielle se trouve dans la lame semi-réfléchissante qu'ils utilisent (voir figure 2.8). Cela leur permet d'étudier comment la corrélation varie avec la distance entre les détecteurs. Mais en réalité c'est essentiel, même à leur mesure de la corrélation pour deux détecteurs superposés. Ils ne peuvent le faire sur un seul détecteur car le temps de corrélation qu'ils attendent est inférieur au temps mort de leur détecteur. Autrement dit, leur détecteur ne se réarme pas assez vite après l'arrivée du premier photon pour détecter aussi le second. C'est une difficulté technique qui a été levée depuis et qui nous permet d'utiliser un seul détecteur. Autre difficulté qui a été levée : les deux auteurs de cette expérience mesurent la corrélation en multipliant les deux signaux électriques. Les expériences ultérieures ont pu se faire sur des signaux numériques, simplifiant le problème du traitement du bruit de l'électronique et ses dérives. Cela affecte leur rapport signal à bruit : malgré le flux important des photons ils doivent accumuler une heure et demi pour chaque point de mesure. Et encore : « In these first experiments the quantum efficiency of the photocathodes was too low to give a satisfactory ratio of signal to noise. However, when an improved type of photomultiplier became available with an appreciably higher quantum efficiency, it was possible to make a quantitative test of the theory. »[41]. Cette expérience fondatrice est donc aussi un exploit technique autant qu'un test fondamental.

2.1.4.2 Yasuda & Shimizu

L'expérience de M. Yasuda et F. Shimizu arrive 40 ans plus tard exactement[47]. Le principe est similaire. La figure 2.9 montre le schéma expérimental utilisé, très proche de celui de Hanbury Brown et Twiss. La différence est qu'il utilise un jet d'atomes de néon métastables. C'est la première mesure de l'auto-corrélation sur des particules massives.

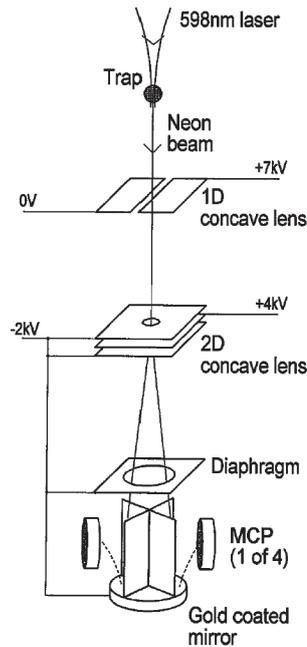


FIG. 2.9 – Montage expérimental de Yasuda et Shimizu. Reproduit à partir de Phys. Rev. Lett. **77**, 3090 (1996)[47].

La figure 2.9 montre la source d'atomes en haut (« trap »), et en-dessous le système de lentilles électrostatiques. En bas le détecteur, composé d'un miroir d'or qui émet un électron au contact des atomes, et de galettes de micro-canaux pour mesurer le temps d'arrivée de cet électron. Contrairement à l'expérience de Hanbury Brown et Twiss il n'y a donc pas de lame semi-réfléchissante. On mesure le temps entre deux arrivées, et non les distances relatives. Il ne s'agit donc pas exactement de la même mesure. Il s'agit de la cohérence longitudinale et non transverse. Autre particularité, le jet d'atomes tombant sous la gravité peut être rendu plus ou moins divergent selon les tensions appliquées sur les lentilles électrostatiques. Avec cette « loupe » on peut donc agrandir la source telle qu'elle est vue du détecteur. Elle permet de tester la cohérence transverse du faisceau.

La figure 2.10 montre leurs résultats pour l'effet de groupement. La figure (a) montre le cas où le détecteur a une taille de l'ordre de la longueur de corrélation. Il résout l'effet. On retrouve une courbe similaire à celle de la figure 2.4. La figure (b) montre le cas où la longueur de corrélation a été diminuée, en supprimant l'agrandissement par les lentilles, de sorte que le détecteur a une taille supérieure à la longueur de corrélation. L'effet disparaît presque totalement. Le fait que ce soit la longueur de corrélation qui soit variée, et non la taille du détecteur, n'est pas gênant. Soit a la taille du détecteur : le paramètre pertinent est a/λ_{dB} , le rapport des deux. $\lambda_{dB} \rightarrow 0$ revient à faire $a \rightarrow \infty$. On constate bien une atténuation très forte du signal de groupement. Ce résultat est

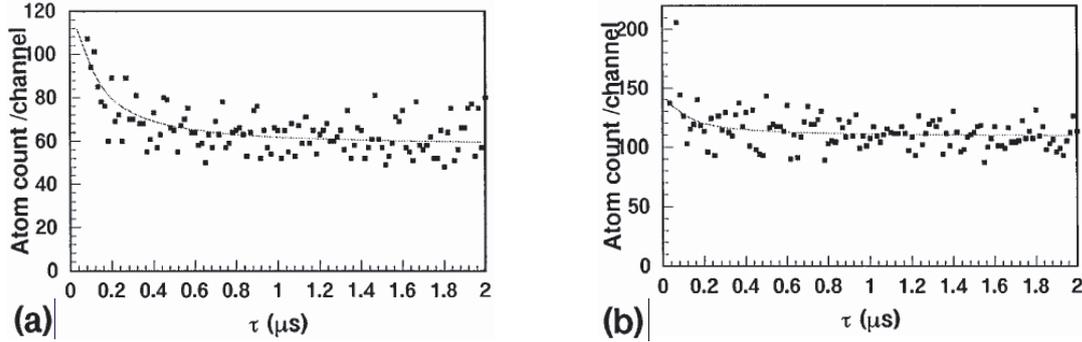


FIG. 2. The second order correlation spectrum: (a) with a coherent atomic beam, in which the beam with the diameter of 0.3 mm at the defocuser was expanded to cover the gold-coated mirror of 12 mm in diameter, and (b) with an incoherent beam, in which the beam of 2.3 mm in diameter hit the mirror without deflection.

FIG. 2.10 – Résultats de l'expérience de Yasuda et Shimizu. Reproduit à partir de Phys. Rev. Lett. **77**, 3090 (1996)[47].

donc bien l'équivalent, pour des atomes, du résultat de Hanbury Brown et de Twiss pour les photons.

Les différences avec notre expérience dérivent de deux faits : leur source est continue tandis que la nôtre est impulsionnelle ; notre détecteur est résolu en position contrairement au leur.

La source d'atomes de Yasuda et de Shimizu est presque continue : 68,3 s d'émission pour 0,8 s d'interruption. La nôtre est impulsionnelle : il faut environ 30 s pour produire un nuage froid qui donne environ 30 ms de données. Une première comparaison, naïve, en notre défaveur : nous devons faire tourner l'expérience environ 1000 fois plus longtemps pour avoir un temps de mesure équivalent ! Mais ce n'est pas là l'important. La différence est bien plus profonde. Dans la mesure où la source est constituée des atomes dans le piège initial, c'est ce piège qui détermine les caractéristiques de la source. Dans notre cas, il s'agit de la distribution gaussienne de vitesse qu'on a commentée comme donnant une fonction d'auto-corrélation gaussienne. Dans leur cas, c'est une source continue, et la formule théorique pour l'auto-corrélation est différente : c'est $1 + 1/\sqrt{1 + (\Delta_\omega \tau)^2}$ avec $\Delta_\omega = E_c/\hbar$ la pulsation correspondant à l'énergie cinétique des atomes[47]. Les courbes des résultats de Yasuda et Shimizu sont donc a priori différentes des nôtres.

Pour illustrer la différence fondamentale qu'il y a entre une source continue et une source impulsionnelle, on peut utiliser l'image suivante. La source impulsionnelle délivre une seule impulsion, infiniment brève ; à un instant donné, le détecteur reçoit donc les particules qui ont juste la vitesse qui leur permet d'atteindre le détecteur. La sélection en temps est une sélection en vitesse. La source continue est une source continue d'impulsions infiniment brèves ; à un instant donné on reçoit toutes les vitesses émises, les particules ayant été émises plus ou moins tôt. Dans le cas de la source continue, à un instant donné, on « voit » donc un faisceau plus riche en vitesses, et la longueur de cohérence diminue d'autant. Autre façon de voir : on se met dans le référentiel du centre de masse pour éviter la complication géométrique due à la gravité. Je peux le

faire sans complication si le nuage est très froid. Au cours du temps le nuage libre explose. Pour une source impulsionnelle la détection s'apparente alors faire une photo (tridimensionnelle) du nuage à un instant donné (le temps de vol) et la scanner verticalement. Pour une source continue, à tout instant on voit la même photo intégrée sur l'axe vertical. La longueur de corrélation n'a aucune raison d'être identique. Cette expérience en source continue est l'analogie de celle d'Hanbury Brown et Twiss ; c'est la nôtre qui s'en éloigne.

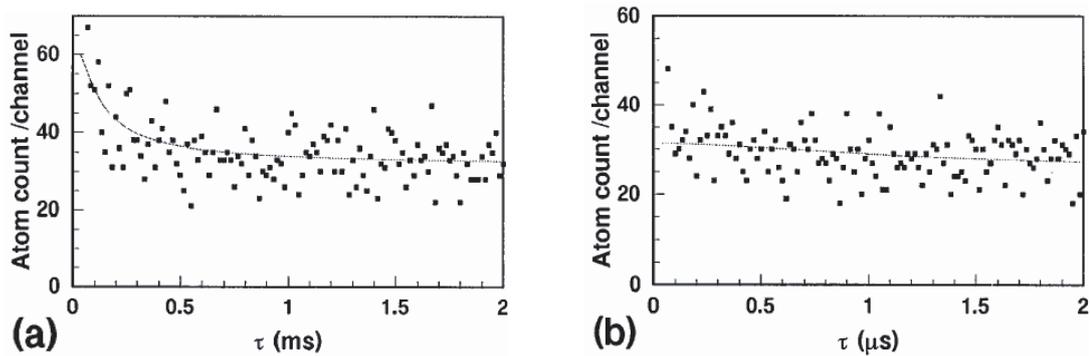


FIG. 3. The second order correlation spectrum: (a) when the mirror was aligned properly to match the wave front of the atomic beam, and (b) when the mirror was tilted approximately by 10^{-2} rad.

FIG. 2.11 – *Contrôle de l'expérience de Yasuda et Shimizu. Reproduit à partir de Phys. Rev. Lett.* **77**, 3090 (1996)[47].

Une autre spécificité de l'expérience de Yasuda et de Shimizu, inhérente elle aussi au fait que la source est continue, est l'importance du front d'onde. Le temps τ de la formule ci-dessus (pour la fonction d'auto-corrélation) est calculé le long de la direction de propagation. Si le front d'onde est courbé il faut donc en tenir compte. Or, le faisceau est divergent (même sans les lentilles). Pour éviter de brouiller l'effet, il convient donc de compenser le défaut de collimation du faisceau. Yasuda et Shimizu ont adapté la forme de leur détecteur pour qu'il coïncide avec le front d'onde incident. La figure 2.11 illustre l'importance de l'effet. (a) montre le signal lorsque le miroir est bien positionné. (b) montre le signal lorsqu'il y a un défaut d'alignement du miroir. Malgré la petitesse du défaut (10^{-2} rad par rapport à l'axe de la chute) on voit que le signal disparaît totalement. Ce problème ne se pose plus dans notre situation.

Vient ensuite la question de la zone de cohérence et de la résolution du détecteur. Yasuda et Shimizu ont une sorte de détecteur à quatre cadrans. Et ils doivent faire la corrélation temporelle en utilisant deux des cadrans, car le temps mort imposé est de $6 \mu\text{s}$ alors que le temps de cohérence (la longueur de corrélation) est de l'ordre de 200 ns . Tout le détecteur sert donc à chaque mesure de corrélation. Dans notre cas, la situation est différente. Le temps mort de l'électronique est de 30 ns . Celui de la galette micro-canaux, de l'ordre de la ms , n'intervient pas pour des flux incidents faibles. Comme de plus on attend un temps de cohérence de l'ordre de quelques centaines de μs on est donc très large et on peut n'utiliser qu'un seul détecteur. C'est ce qu'on

fait en calculant l'auto-corrélation temporelle pixel par pixel. Chaque pixel est comme un détecteur indépendant, qui à lui tout seul suffit pour mesurer une auto-corrélation. Nous sommes ensuite ces différentes contributions, ce qui revient à faire la mesure sur de nombreux détecteurs indépendants et à accumuler ensuite ces résultats de mesures parallèles. La stratégie est donc différente : des détecteurs individuellement plus mauvais (plus grands que l'aire de cohérence) mais de nombreux détecteurs en parallèle.

références : [47]

2.1.4.3 Fölling *et al.*

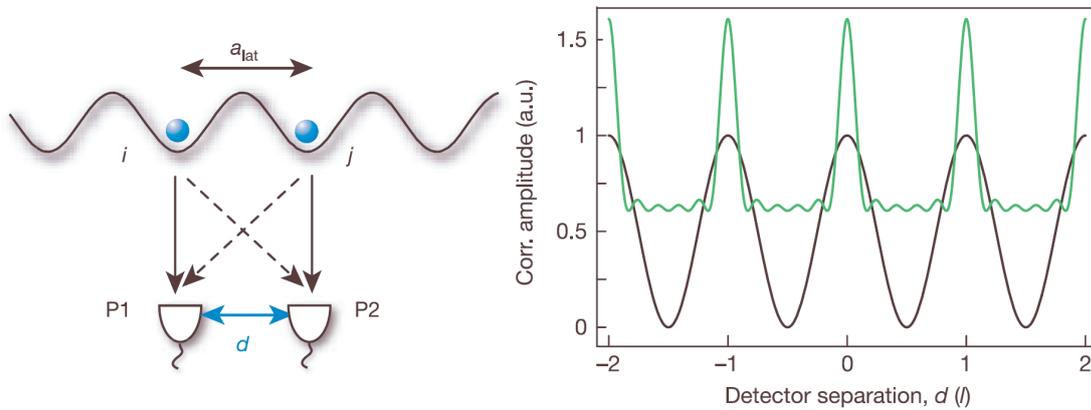


FIG. 2.12 – Principe de l'expérience de Mayence. À gauche, deux atomes dans un potentiel périodique, et les deux détecteurs. À droite le signal attendu, expliqué avec une analogie optique : en noir pour deux atomes (équivalent des trous d'Young) et en gris si de nombreux sites du potentiel sont occupés (équivalent du Fabry-Pérot). Reproduit à partir de *Nature* **434**, 481 (2005)[52].

Plus récemment, un article est paru qui montre une mesure assez similaire à la nôtre[52]. Simon Fölling, Fabrice Gerbier, Artur Widera, Olaf Mandel, Tatjana Gericke et Immanuel Bloch ont mesuré la fonction d'auto-corrélation d'un nuage froid dans une phase d'isolant de Mott. La figure 2.12 montre le schéma de principe de l'expérience. Le nuage froid est piégé au fond d'un potentiel périodique. La séquence de détection est classique : le piège est relâché, le nuage explose, et on en fait une image par absorption. L'une de ces images de temps de vol est montrée sur la figure 2.13 dans le cadre (a). Sur cette image brute, chaque pixel de la caméra a donc détecté une certaine intensité. Dans le cadre (b), qui présente une coupe horizontale de l'image précédente, on voit le signal bruité et l'ajustement par une gaussienne qui représente la densité moyenne. On extrait le bruit de l'image (a) en retirant l'intensité moyenne (image non montrée). Le cadre (c) montre le résultat pour l'auto-corrélation de ce bruit. On remarque sa périodicité. La coupe montrée dans le cadre (d) devrait être l'équivalent de la fonction d'auto-corrélation telle qu'on a pu la représenter figure 2.4.

La périodicité de la fonction d'auto-corrélation se comprend si l'on pense que, comme dans notre cas, la fonction d'auto-corrélation est calculée sur un nuage après expansion, donc sur la distribution en vitesse. Or, le piège étant idéalement un réseau dont la maille élémentaire est de côté a , la distribution en vitesse est à un facteur près le réseau

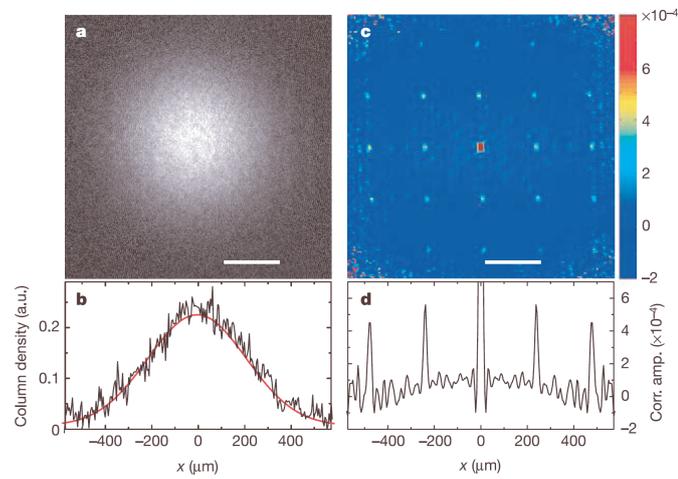


Figure 2 Single shot absorption image including quantum fluctuations and the associated spatial correlation function. **a**, Two-dimensional column density distribution of a Mott insulating atomic cloud containing 6×10^9 atoms, released from a three-dimensional optical lattice potential with a lattice depth of $50E_r$. The white bars indicate the reciprocal lattice scale λ defined in equation (2). **b**, Horizontal section (black line) through the centre of the image in **a**, and gaussian fit (red line) to the average over 43 independent images,

each one similar to **a**, **c**. Spatial noise correlation function obtained by analysing the same set of images, which shows a regular pattern revealing the lattice order of the particles in the trap. **d**, Horizontal profile through the centre of the pattern, containing the peaks separated by integer multiples of λ . The width of the individual peaks is determined by the optical resolution of our imaging system.

FIG. 2.13 – Résultats de l'expérience de Mayence. (a) montre l'image d'un nuage d'atomes froids en expansion. Dans le cadre (b) on voit comment on tire le bruit de l'image, en retirant l'intensité moyenne. Le cadre (c) montre le résultat pour la corrélation de ce bruit. La coupe montrée dans le cadre (d) est la fonction d'auto-corrélation. Reproduit à partir de Nature **434**, 481 (2005)[52].

réciroque de pas $1/a$. La distribution totale est donc la distribution d'un puits seul rendue périodique avec un pas h/ma . Par rapport à la fonction idéale de la figure 2.4, la résolution n'est pas suffisante sur ces données pour résoudre la gaussienne. L'information sur le groupement est concentrée en $r = 0$, dès le pixel suivant on ne voit plus rien. Les auteurs le laissent entendre en indiquant que la largeur des pics qu'ils obtiennent pour la courbe (d) de la figure 2.13 est limitée par la résolution du système d'imagerie. Ce qui revient à dire la même chose : toute l'information cherchée est contenue en un seul point : le sommet d'un des pics secondaires.

C'est là une différence avec notre mesure, qui résout la variation présentée figure 2.4. Cela mis à part, il existe d'autres différences. Premièrement, leur système d'imagerie reviendrait pour nous à intégrer sur une dimension, donc à perdre de l'information. Cela limite d'ailleurs fortement l'amplitude de leur signal. D'autre part, le nuage d'atomes mesuré est différent. Leur expérience est faite sur un nuage dans la phase d'isolant de Mott, phase que nous ne pouvons obtenir car elle nécessite un potentiel périodique de piégeage. En revanche, elle ne dit rien sur les phases condensat et thermique, qui sont précisément celles que notre expérience peut sonder. Cette expérience apporte donc du nouveau en mesurant la fonction d'auto-corrélation en 2D et dans une phase nouvelle : l'isolant de Mott. La nôtre reprendra l'expérience de Yasuda et Shimizu (nuage thermique) et testera une autre phase : le condensat de Bose-Einstein. La résolution temporelle étant bonne, sur cet axe on peut aussi espérer voir l'effet de la transition entre les deux phases en étudiant la longueur de corrélation pour différentes fractions condensées.

références : [52]

2.1.5 Les défis technologiques à relever

Après ce tour d'horizon des précédents à notre expérience, on peut se poser la question de savoir pourquoi notre expérience n'a pas été tentée plus tôt, puisqu'elle apporte du nouveau au sujet. Il est vrai que peu d'expériences sont faites sur des atomes froids avec une détection par galette de micro-canaux, dispositif qui semble essentiel pour faire du comptage d'atomes en 3D avec une bonne résolution temporelle (la question qui se pose est plus de savoir quel détecteur mettre derrière la galette à micro-canaux : deux lignes à retard dans notre cas). De plus, concernant l'expérience de Shimizu, a priori favorable à cette mesure, on se heurte au fait que le néon métastable n'a pas encore été condensé. Le seul atome métastable condensé à ce jour est l'hélium. Et seuls trois groupes le maîtrisent.

Mais il y a aussi une barrière d'ordre technologique. Ce n'est que récemment que l'on a pu disposer d'une électronique rapide assez performante pour notre besoin. L'exemple de l'expérience de Yasuda et Shimizu montre comme il est essentiel d'avoir des temps mort assez petits. Dans notre cas, avec un détecteur à lignes à retard, la rapidité de cette même électronique fixe aussi la résolution spatiale (cf chapitre 3) : l'électronique est donc cruciale. D'autre part, enregistrer pour chaque particule l'information correspondant à sa position correspond à un flux de données énorme dans la mesure où la température est froide, et les atomes arrivent sur le détecteur groupés en quelques dizaines de millisecondes. Il pourrait être intéressant de diminuer ce flux en ne vidant le piège que progressivement, utilisant alors une source continue.

Même si elle s'inscrit clairement dans la continuité des expériences qu'on vient de décrire, celle que nous avons réalisée a donc ses spécificités. Elle n'est a priori ni meilleure

ni pire, mais en l'état actuel des technologies elle nous permettra d'aboutir à la meilleure résolution de l'effet de groupement de bosons. Elle permettra de plus de lui donner un intérêt supplémentaire en le reliant à terme à la transition entre nuages thermique et condensé. Enfin, elle est versatile, et la mesure de l'auto-corrélation des nuages d'atomes n'est que la première des mesures avec ce nouveau montage. Le comptage tridimensionnel des atomes ouvre bien d'autres potentialités. Au chapitre 3 on étudiera le détecteur. Pour l'instant, revenons au calcul de l'effet à observer.

2.2 Calcul de l'effet

Nous allons maintenant présenter le calcul de la fonction d'auto-corrélation dans le cas qui nous concerne. Nous l'avons vu à la section précédente, notre source d'atomes n'est pas continue. Notre système est donc formé d'un nuage d'atomes issu d'un piège harmonique, et en expansion. Le modèle pris pour l'expansion est le plus simple qui soit. On suppose que la coupure du piège fige instantanément la distribution en vitesse. Il y a ensuite vol libre jusqu'au détecteur, ce qui sans interactions se résout par un simple changement de variable : la forme du nuage reste, mais le point de calcul est $\vec{v}t$, résultat⁹ que l'on justifiera au 2.2.2. Le calcul consiste donc pour l'essentiel à calculer l'auto-corrélation dans le piège lui-même. Ce calcul a déjà été fait par M. Naraschewski et R. J. Glauber[49], et presque simultanément par M. Holzmann et Y. Castin[50]. Nous le présentons ici brièvement. Après avoir discuté de l'expansion du nuage atomique, nous aborderons ensuite la question de l'effet des interactions.

2.2.1 Calcul sans interactions, dans le piège

2.2.1.1 Introduction

On commence par définir la fonction d'auto-corrélation. Nous travaillons sur un champ quantique représenté par les opérateurs de création et d'annihilation Ψ^\dagger et Ψ . Le fait que le champ représenté est bosonique s'exprime par les relations de commutation $[\Psi(\vec{r}, t), \Psi^\dagger(\vec{r}', t)] = \delta(\vec{r} - \vec{r}', t - t')$ et $[\Psi(\vec{r}, t), \Psi(\vec{r}', t')] = 0$. On omettra la dépendance temporelle, qui ici ne nous intéresse pas (les deux points sont pris au même instant t). La fonction d'auto-corrélation est donnée par l'expression 2.1.

$$\text{Autocorr}(\vec{r}, \vec{r}') = \frac{\langle \Psi^\dagger(\vec{r}) \Psi(\vec{r}) \Psi^\dagger(\vec{r}') \Psi(\vec{r}') \rangle - \langle \Psi^\dagger(\vec{r}) \Psi(\vec{r}) \rangle \langle \Psi^\dagger(\vec{r}') \Psi(\vec{r}') \rangle}{\langle \Psi^\dagger(\vec{r}) \Psi(\vec{r}) \rangle \langle \Psi^\dagger(\vec{r}') \Psi(\vec{r}') \rangle} \quad (2.1)$$

L'ingrédient essentiel en est la probabilité conjointe de trouver une particule à (\vec{r}, t) et une autre à (\vec{r}', t) :

$$P(\vec{r}, \vec{r}') = \langle \Psi^\dagger(\vec{r}) \Psi(\vec{r}) \Psi^\dagger(\vec{r}') \Psi(\vec{r}') \rangle$$

où la moyenne d'ensemble est calculée pour des particules à l'équilibre à une température T . Pour la simplicité des calculs, on préfère travailler sur des expressions où les opérateurs sont normalement ordonnés. On utilise donc plutôt la fonction de corrélation du quatrième ordre pour le champ Ψ :

$$G^{(2)}(\vec{r}, \vec{r}') = \langle \Psi^\dagger(\vec{r}) \Psi^\dagger(\vec{r}') \Psi(\vec{r}') \Psi(\vec{r}) \rangle \quad .$$

⁹c'est-à-dire $v_i t$ dans chaque direction, avec t le temps de vol et v_i la vitesse dans cette direction

On peut relier les deux fonctions en utilisant les relations de commutation et en notant $G^{(1)}(\vec{r}, \vec{r}') = \langle \Psi^\dagger(\vec{r})\Psi(\vec{r}') \rangle$.

$$P(\vec{r}, \vec{r}') = G^{(2)}(\vec{r}, \vec{r}') + G^{(1)}(\vec{r}, \vec{r}')\delta(\vec{r} - \vec{r}')$$

Ces deux fonctions sont physiquement différentes. Cependant, dans la pratique, on négligera le second terme, qui donne le bruit de grenaille : il ne nous intéresse pas en tant que tel, et il sera petit, car il varie comme N alors que le premier varie comme N^2 . Donc on ramènera la fonction d'auto-corrélation pour les particules à la fonction de corrélation de deuxième ordre pour le champ.

Le terme que l'on néglige, celui qui contient la distribution de Dirac $\delta(\vec{r} - \vec{r}')$, est le terme qui correspond au bruit de grenaille (ou « shot-noise »). On le néglige pour deux raisons. Premièrement, on ne sera jamais exactement dans la situation $\vec{r} = \vec{r}'$. Au pire, on aura donc un problème sur le pixel central ($|\vec{r} - \vec{r}'| = 0$, voir la suite), mais les autres seront intacts. Deuxièmement, ce terme est d'ordre N alors que l'autre est d'ordre N^2 . Pour des grands nombres de particules, on peut donc le négliger. Comme on travaillera à N fixe (en faisant varier $|\vec{r} - \vec{r}'|$), il n'apportera qu'une faible correction. Notons que ceci est propre à notre expérience. Dans les expériences optiques précitées ([52, 56]), la résolution est telle que seul le pixel central est intéressant, ce qui fait tomber le premier argument. De plus, l'expérience menée dans la référence [56] s'intéresse au contraire à la variation en fonction de N . Dans ce cas, il est crucial de garder le terme linéaire en N . Cela n'a donc rien d'évident de négliger le terme de bruit de grenaille. Mais il se trouve que c'est correct pour décrire notre situation expérimentale.

Une fois posées ces définitions, on peut montrer[49] :

$$G^{(2)}(\vec{r}, \vec{r}') = G^{(1)}(\vec{r}, \vec{r}) \cdot G^{(1)}(\vec{r}', \vec{r}') + |G^{(1)}(\vec{r}, \vec{r}')|^2 \quad (2.2)$$

pour un nuage thermique, et

$$G^{(2)}(\vec{r}, \vec{r}') = G^{(1)}(\vec{r}, \vec{r}) \cdot G^{(1)}(\vec{r}', \vec{r}') \quad (2.3)$$

pour un nuage entièrement condensé. On verra plus loin le cas des nuage partiellement condensés (voir 2.2.4). La première égalité peut se voir comme un cas particulier du théorème de Wick, et la seconde vient du fait que le système est dans un état quantique unique et peuplé d'un grand nombre de particules. Les deux expressions sont égales si l'on fait $G^{(1)}(\vec{r}, \vec{r}') = 0$. Cela se produit dans un cas particulier : lorsque les deux particules sont très séparées. Les particules devraient alors être indépendantes l'une de l'autre. Dans ce cas (particules très séparées), le calcul doit donc être séparable sur les variables \vec{r} et \vec{r}' . Cela n'est qu'une façon savante de dire ce qu'on a déjà illustré sur la figure 2.6. Le cas où les particules sont indépendantes est a priori le cas de référence, et le cas $|\vec{r} - \vec{r}'| \rightarrow 0$ celui qu'on veut étudier. On normalise donc l'un par l'autre :

$$g^{(2)}(\vec{r}, \vec{r}') = \frac{G^{(2)}(\vec{r}, \vec{r}')}{G^{(1)}(\vec{r}, \vec{r}) \cdot G^{(1)}(\vec{r}', \vec{r}')} \quad .$$

Dans la suite, on s'intéressera selon le cas à l'une ou l'autre des fonctions.

Pour des raisons de rapport signal à bruit, nous ne nous intéresserons qu'à la fonction de corrélation en deux points séparés d'une certaine distance relative $|\vec{r}|$. C'est là que doit se trouver l'essentiel de l'effet physique, et non dans la position absolue \vec{R} de leur centre de masse. On moyenne donc sur cette variable. Il se trouve que cela diminue un

peu l'effet en raison de la forme du piège. Cela est détaillé plus loin dans la discussion du résultat. Mais en revanche on gagne beaucoup en terme de rapport signal à bruit. Pour un nuage thermique on écrit donc :

$$\begin{aligned} G^{(2)}(\vec{r}) &= \int G^{(2)}(\vec{R} - \frac{\vec{r}}{2}, \vec{R} + \frac{\vec{r}}{2}) d\vec{R} \\ &= \int \left[G^{(1)}(\vec{R} - \frac{\vec{r}}{2}, \vec{R} - \frac{\vec{r}}{2}) \cdot G^{(1)}(\vec{R} + \frac{\vec{r}}{2}, \vec{R} + \frac{\vec{r}}{2}) + |G^{(1)}(\vec{R} - \frac{\vec{r}}{2}, \vec{R} + \frac{\vec{r}}{2})|^2 \right] d\vec{R} \end{aligned} \quad (2.4)$$

et on peut aussi définir l'expression normalisée

$$g^{(2)}(\vec{r}) = \frac{\int G^{(2)}(\vec{R} - \frac{\vec{r}}{2}, \vec{R} + \frac{\vec{r}}{2}) d\vec{R}}{\int G^{(1)}(\vec{R} - \frac{\vec{r}}{2}, \vec{R} - \frac{\vec{r}}{2}) G^{(1)}(\vec{R} + \frac{\vec{r}}{2}, \vec{R} + \frac{\vec{r}}{2}) d\vec{R}} \quad (2.5)$$

2.2.1.2 Calcul

Nous avons maintenant défini toutes les grandeurs dont nous aurons besoin. Il nous reste à développer en utilisant le résultat pour la fonction de corrélation du premier ordre $G^{(1)}$ (formule 3.17 de la référence [49], obtenu en faisant l'approximation de densité locale et en supposant $\frac{\hbar\omega}{k_B T} \ll 1$). On écrit

$$G^{(1)}(\vec{r}, \vec{r}') = \frac{1}{\lambda_T^3} g_{3/2} \left(e^{\beta(\mu - V(\frac{\vec{r} + \vec{r}'}{2}))}, e^{-\pi \frac{(\vec{r} - \vec{r}')^2}{\lambda_T^2}} \right) \quad (2.6)$$

avec $g_\alpha(x, y)$ la fonction de Bose généralisée

$$g_\alpha(x, y) = \sum_{l=1}^{+\infty} \frac{x^l y^{1/l}}{l^\alpha} \quad (2.7)$$

$\lambda_T = \frac{\hbar\sqrt{2\pi}}{\sqrt{mk_B T}}$ la longueur thermique et $\beta = 1/k_B T$ sont les deux paramètres qui font intervenir la température T du thermostat. m est la masse d'un atome. V est le potentiel de piégeage : dans notre cas il est harmonique. μ est le potentiel chimique : on est dans l'ensemble grand-canonique.

Avant de remplacer 2.7 dans les équations 2.6 puis 2.4, on va faire une approximation. On ne va retenir que le premier terme de la série qui définit la fonction de Bose, celui pour $l = 1$. Ceci permet de faire un calcul analytique jusqu'au bout. Cela revient à prendre une densité gaussienne, et ce sera donc d'autant plus justifié que la température sera supérieure à la température de condensation. On discutera plus loin de la validité de cette approximation.

On écrit donc $g_\alpha(x) \approx x$, et on obtient

$$\begin{aligned} G^{(1)}(\vec{r}, \vec{r}') &= \frac{1}{\lambda_T^3} e^{\beta(\mu - V(\frac{\vec{r} + \vec{r}'}{2}))} e^{-\pi \frac{(\vec{r} - \vec{r}')^2}{\lambda_T^2}} \\ G^{(2)}(\vec{r}) &= \int \frac{1}{\lambda_T^6} \left[e^{2\beta\mu} e^{-\beta[V(\vec{R} - \frac{\vec{r}}{2}) + V(\vec{R} + \frac{\vec{r}}{2})]} + e^{2\beta\mu} e^{-2\beta V(\vec{R})} e^{-2\pi \frac{r^2}{\lambda_T^2}} \right] d\vec{R} \\ &= \frac{1}{\lambda_T^6} e^{2\beta\mu} \int \left[e^{-\beta[V(\vec{R} - \frac{\vec{r}}{2}) + V(\vec{R} + \frac{\vec{r}}{2})]} + e^{-2\beta V(\vec{R})} e^{-2\pi \frac{r^2}{\lambda_T^2}} \right] d\vec{R} \quad . \end{aligned}$$

On doit particulariser ensuite au cas du potentiel qui nous intéresse. Il s'agit d'un potentiel quadratique en la variable position. Dans la première intégrale, on a donc

que $V(\vec{R} - \frac{\vec{r}}{2}) + V(\vec{R} + \frac{\vec{r}}{2})$ est proportionnel à $(X - \frac{x}{2})^2 + (X + \frac{x}{2})^2$, qui se sépare en $2[X^2 + (\frac{x}{2})^2]$. Donc $V(\vec{R} - \frac{\vec{r}}{2}) + V(\vec{R} + \frac{\vec{r}}{2}) = 2V(\vec{R}) + 2V(\frac{\vec{r}}{2})$. A partir de maintenant, on considère donc un potentiel harmonique, et on ne gardera donc l'expression $V(\vec{r})$ que comme une commodité pour alléger l'écriture.

Donc, en reportant dans l'intégrale :

$$G^{(2)}(\vec{r}) = \frac{1}{\lambda_T^6} e^{2\beta\mu} \left[e^{-2\beta V(\frac{\vec{r}}{2})} + e^{-2\pi \frac{r^2}{\lambda_T^2}} \right] \int e^{-2\beta V(\vec{R})} d\vec{R} \quad . \quad (2.8)$$

On vient de calculer le numérateur de l'expression 2.5. Il nous reste à calculer le dénominateur. On procède de la même manière, avec la même approximation que ci-dessus ($g_\alpha(x) \approx x$), on trouve :

$$\int G^{(1)}(\vec{R} - \frac{\vec{r}}{2}, \vec{R} - \frac{\vec{r}}{2}) G^{(1)}(\vec{R} + \frac{\vec{r}}{2}, \vec{R} + \frac{\vec{r}}{2}) d\vec{R} = \frac{1}{\lambda_T^6} e^{2\beta\mu} \left[e^{-2\beta V(\frac{\vec{r}}{2})} \right] \int e^{-2\beta V(\vec{R})} d\vec{R} \quad . \quad (2.9)$$

Il n'y a plus ensuite qu'à faire le rapport des deux expressions 2.8 et 2.9 pour trouver $g^{(2)}(\vec{r})$. On peut remarquer ici que les résultats précédents sont valables quel que soit le domaine d'intégration pour la variable \vec{R} . On n'a pas encore touché à l'intégration sur \vec{R} , on n'a pas encore fait intervenir les bornes de l'intégrale dans le calcul. On retient de ce calcul que, pour un nuage suffisamment au-dessus du seuil de condensation et pour un potentiel quadratique, le traitement des variables \vec{R} et \vec{r} est séparé. Le facteur faisant intervenir \vec{R} se simplifie donc, et finalement on a

$$g^{(2)}(\vec{r}) = 1 + \frac{e^{-2\pi \frac{r^2}{\lambda_T^2}}}{e^{-\frac{\beta m \omega^2}{4} r^2}} \quad . \quad (2.10)$$

2.2.1.3 Discussion

Premièrement, on justifie bien la forme gaussienne de la fonction d'auto-corrélation supposée à la section précédente. Si on met la gaussienne sous une forme plus habituelle¹⁰, on obtient une longueur de corrélation égale à

$$l_{\text{corr}} = \frac{\lambda_T}{2\sqrt{\pi}}$$

comme annoncé (avec $\lambda_{\text{dB}} = \lambda_T$).

Deuxièmement, on vérifie bien que $\lim_{r/\lambda_T \rightarrow \infty} g^{(2)}(\vec{r}) = 1$: lorsque les particules sont assez séparées la fonction d'auto-corrélation tend vers 1. C'est ce que l'on attend dans la mesure où, on l'a dit, on s'attend à ce que les particules soient indépendantes lorsqu'elles sont très séparées. Pour autant, trouver la valeur 1 pose un problème. En effet, on doit s'assurer que le nombre total de paires de particules est conservé (car le nombre de particules est conservé). Une fonction d'auto-corrélation plate et égale à 1 correspond à des particules indépendantes, et cela fixe le nombre total de paires. Toute paire qui ensuite est rajoutée aux environs de $r = 0$ pour former la bosse $\frac{e^{-2\pi \frac{r^2}{\lambda_T^2}}}{e^{-\frac{\beta m \omega^2}{4} r^2}}$ est donc prise ailleurs, à $r = \infty$ par exemple. L'asymptote à $r = \infty$ devrait donc être

¹⁰ $\frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{r^2}{2\sigma^2}}$

inférieure à 1. De ce point de vue, la formule 2.10 ne peut qu'être fautive. Cela vient de l'expression 2.2. Cette expression et la suivante (2.3) sont des formules approchées. La formule exacte (voir formule 2.19) fait intervenir un terme supplémentaire, qui assure la conservation du nombre de paires. Nous l'avons omis car ici il est infiniment petit. L'expression finale 2.10 est donc juste à condition que le gaz soit bien thermique. Dans ce cas, la correction à apporter à l'asymptote est infiniment petite. Si le gaz d'atomes s'approche trop de la température de transition, cet effet peut modifier l'allure de la fonction d'auto-corrélation. Cela revient aussi à l'approximation λ_{dB} petit devant la taille du piège, donc on peut négliger le dénominateur de l'expression 2.10.

Troisièmement, l'expression que l'on vient de trouver pour le dénominateur (2.9) est la même que celle pour le numérateur $G^{(2)}(\vec{r})$ (2.8) dans la limite $\lambda_T \rightarrow 0$. Ceci est normal puisque l'échelle de longueur pertinente pour mesurer \vec{r} est λ_T , et que donc ce cas limite correspond à prendre $r \rightarrow \infty$.

Le fait que le facteur faisant intervenir \vec{R} se simplifie signifie que l'effet est indépendant de la *forme* de la distribution d'atomes. C'est bien ce que l'on voulait. On a choisi la fonction de corrélation normalisée pour cette raison : cela fait abstraction d'effets parasites liés à la densité, et on peut donc se concentrer sur l'effet essentiel : celui qui ne fait intervenir que \vec{r} , la distance relative entre particules. Peu importe donc la forme finale du flux d'atomes qui parvient au détecteur. L'effet est purement un effet de comptage. Les seuls paramètres pertinents sont ceux qui déterminent l'équilibre thermodynamique dans le piège. Le reste n'est que maîtrise de la technique d'imagerie utilisée — pour *mesurer* les distances.

Pour revenir sur le premier point, on peut noter que la forme gaussienne obtenue pour l'expression de $g^{(2)}(\vec{r})$ est vraisemblablement liée à l'approximation $g_\alpha(x) \approx x$ que nous avons faite pour parvenir à ce résultat analytique. Il est normal de trouver une gaussienne : nous avons tout fait pour. La question à se poser est plutôt de tester le bien-fondé de l'approximation. La référence [49] que nous avons suivie pour le déroulement du calcul répond à l'interrogation en comparant le résultat de ce calcul avec un calcul numérique utilisant une formule plus « exacte » qui conserve tous les termes de la série 2.7. Le résultat est que cette approximation « à la Boltzmann » reproduit bien le résultat dit « exact » à une condition : calculer $g^{(2)}(\vec{r})$, comme nous venons de le faire, et non $g^{(2)}(\vec{r}, \vec{r}')$. La justification de ceci pourrait être que les atomes ressentant le potentiel chimique le plus près de la condensation sont ceux au centre du piège. Les autres atomes sont dans une zone de densité moindre, donc de potentiel chimique plus éloigné, donc ils sont dans une zone où le gaz est naturellement « plus thermique »¹¹. Donc l'approximation est mieux vérifiée loin du centre du piège. Au centre, l'approximation est hasardeuse. En faisant la moyenne sur le centre de masse (sur \vec{R}), on dilue ces points au centre dans le grand nombre des points plus thermiques. On atténue donc ces effets « au-delà de Boltzmann ».

Donc en résumé, l'approximation est trop forte si l'on cherche à déterminer $g^{(2)}(\vec{r}, \vec{r}')$. Mais ce défaut est gommé si l'on moyenne sur le centre de masse, ce qui rapproche artificiellement la statistique des atomes d'une statistique de Boltzmann. Ceci évite donc d'avoir à prendre en compte des termes supplémentaires, qui rendraient sûrement le résultat non-gaussien.

¹¹Car, dans l'approximation de la densité locale, valable car le potentiel varie lentement, le changement local de potentiel peut se ramener à un changement de potentiel chimique (local) : plus l'atome s'écarte du centre du piège, plus son potentiel chimique s'éloigne de la condensation.

2.2.2 L'auto-corrélation après expansion

La mesure de la fonction d'auto-corrélation que nous proposons a lieu après temps de vol (voir 2.1.3). Or, nous venons de mener le calcul sur un nuage en équilibre thermodynamique dans le piège. Il faut y ajouter l'effet de l'expansion. Celle-ci consiste à supprimer le piégeage en un temps supposé infiniment court (quelques microsecondes en réalité) puis à laisser évoluer librement dans le champ de gravité. La propagation des atomes peut être approchée très simplement à partir d'une analogie avec l'optique, par laquelle nous allons commencer. Vient ensuite un calcul plus explicite. Un article théorique à venir étudiera cet aspect plus en détail[57].

Dans presque toute cette partie on se placera dans le cas d'un gaz parfait. C'est d'ailleurs ce qui explique grandement la pertinence de l'analogie avec l'optique. Les photons, eux non plus, n'interagissent pas directement entre eux. Des atomes (bosoniques), assez froids pour que leur cohérence soit sensible, et dont on néglige la longueur de diffusion, ressemblent donc beaucoup à des photons. Les atomes sont cependant massifs, mais on verra plus loin que cela n'a pas une grande influence dans ce cas précis. Les atomes d'hélium métastable ne sont pas non plus un gaz parfait, mais on abordera ceci dans la partie suivante.

2.2.2.1 Analogie avec l'optique

L'analogie avec l'optique consiste ici à considérer le piège comme une source de bosons (ici les atomes) qu'on regarde en champ lointain. Cette source est impulsionnelle car on émet un seul paquet d'atomes. On considère ensuite que le piège agit comme le feraient une lentille ou un diaphragme, en posant des contraintes sur la distribution de vitesse. Quand on regarde en champ lointain, c'est cette distribution de vitesse que l'on observe. C'est exprimé de façon concise en disant que la distribution d'amplitude en champ lointain est reliée à la transformée de Fourier de la distribution d'amplitude dans le piège.

Ce raisonnement est valable pour la densité des atomes. Pour la fonction d'auto-corrélation, on dira plutôt que c'est la transformée de Fourier de spectre du puissance de la source. Pour nous, l'idée reste la même : la mesure sur le détecteur est sensible aux propriétés de la transformée de Fourier de la source. Comme on est en champ lointain, la distribution de position initiale n'a plus d'influence, seule compte la distribution en vitesse. Un atome est détecté en $\vec{r} = \vec{r}_0 + \vec{v}_0 t \approx \vec{v}_0 t$. Ceci fait abstraction de la gravité, mais c'est naturel quand on fait l'analogie avec l'optique car les photons ne sont pas massifs. Le vol des atomes est donc libre : à tout instant $\vec{v} = \vec{v}_0 = \vec{p}_0/m$.

$$g_{\text{mesuré}}^{(2)}(\vec{r}, \vec{r}') = g_{\text{mesuré}}^{(2)}\left(\frac{\vec{p}_0 t}{m}, \frac{\vec{p}_0' t}{m}\right) .$$

A un facteur de dilatation près, on mesure donc l'auto-corrélation en impulsion de la source, et non l'auto-corrélation en position. Il reste donc à relier $g^{(2)}(\vec{p}, \vec{p}')$ et $g^{(2)}(\vec{r}, \vec{r}')$. On peut refaire le calcul du 2.2.1 en raisonnant sur la variable impulsion. Le rôle du terme cinétique et du terme de piégeage sont échangés. Dans le cas du potentiel harmonique, cela ne change rien. Quitte à faire un raisonnement « avec les mains », continuons : on peut trouver le résultat très simplement. Le piège sur lequel nous raisonnons est harmonique. Une propriété de ce piège est que position et impulsion ont des rôles identiques. Les deux sont interchangeables, à un facteur $m\omega$ près. Donc la distribution en impulsion est la même que celle en position à ce facteur d'échelle près.

Comme c'est cette distribution qui détermine la fonction d'auto-corrélation, le tour est joué. On doit remplacer \vec{p} par $m\omega\vec{r}$. Donc

$$g_{\text{mesuré}}^{(2)}(\vec{r}, \vec{r}') = g_{\text{mesuré}}^{(2)}(\vec{r}_0\omega t, \vec{r}'_0\omega t)$$

de sorte qu'on peut considérer qu'on mesure bien la fonction d'auto-corrélation en position, mais prise en un point fictif $\vec{r}\omega t$, dilaté de ωt par rapport au point dans le piège.

On peut essayer de retrouver le résultat à travers les lignes de calcul suivantes, similaires aux calculs du 2.2.1 :

$$\begin{aligned}\widetilde{G}^{(2)}(\vec{p}_1, \vec{p}_2) &= \iint e^{-i\frac{\vec{p}_1 \cdot \vec{r}}{\hbar}} e^{-i\frac{\vec{p}_2 \cdot \vec{r}'}{\hbar}} G^{(2)}(\vec{r}, \vec{r}') d\vec{r} d\vec{r}' \\ \widetilde{G}^{(2)}(\vec{P}, \vec{p}) &= \iint e^{i\frac{\vec{r} + \vec{r}'}{\hbar} \cdot \vec{P}} e^{i\frac{\vec{r} - \vec{r}'}{2\hbar} \cdot \vec{p}} G^{(2)}(\vec{r}, \vec{r}') d\vec{r} d\vec{r}' \\ \widetilde{G}^{(2)}(\vec{p}) &= \int \widetilde{G}^{(2)}(\vec{P}, \vec{p}) d\vec{P} = \hbar^3 \int e^{-i\frac{\vec{p} \cdot \vec{r}}{\hbar}} G^{(2)}(\vec{r}, -\vec{r}) d\vec{r} \quad .\end{aligned}$$

Il faut ensuite utiliser

$$G^{(2)}(\vec{r}, -\vec{r}) = \frac{e^{2\beta\mu}}{\lambda_T^6} \left(e^{-2\beta V(\vec{r})} + e^{-8\pi\vec{r}^2/\lambda_T^2} \right) = \frac{e^{2\beta\mu}}{\lambda_T^6} \left(e^{-\beta m\omega^2\vec{r}^2} + e^{-8\pi\vec{r}^2/\lambda_T^2} \right).$$

La transformée de Fourier donne alors immédiatement

$$\widetilde{G}^{(2)}(\vec{p}) \propto \frac{e^{2\beta\mu}}{\lambda_T^6} \left(e^{-\frac{\pi^2}{\beta m\omega^2} \left(\frac{\vec{p}}{\hbar}\right)^2} + e^{-\frac{\pi}{8}\lambda_T^2 \left(\frac{\vec{p}}{\hbar}\right)^2} \right) \quad .$$

Avec $\vec{p} = 2m\vec{r}/t$, on conclut donc¹²

$$\begin{aligned}G_{\text{mesuré}}^{(2)}(\vec{r}) &= G_{\text{source}}^{(2)}(m\vec{r}/t) = \frac{e^{2\beta\mu}}{\lambda_T^6} \left(e^{-2\pi \left(\frac{\vec{r}}{\lambda_T\omega t}\right)^2} + e^{-\frac{1}{2}\beta V\left(\frac{\vec{r}}{2\omega t}\right)} \right) \\ &\approx \frac{e^{2\beta\mu}}{\lambda_T^6} \left(1 + e^{-2\pi \left(\frac{\vec{r}}{\lambda_T\omega t}\right)^2} \right) \quad .\end{aligned}$$

Dans le cas d'un gaz parfait, notre système mesure donc bien l'auto-corrélation en position, mais à travers une loupe dont le facteur de grossissement est simplement le paramètre du temps de vol $\lambda = \omega t$. L'imagerie est parfaite, déterminée par le seul temps de vol. La seule chose à corriger éventuellement est la gravité, on le verra plus loin.

Le calcul, tel qu'on vient de le présenter, n'est cependant le même que le raisonnement que l'on a fait sur l'équivalence entre les variables position et impulsion dans un piège harmonique. Le premier raisonnement est exact, tant que l'on considère un gaz parfait. Le second fait une supposition non triviale, qui transparait à travers les notations retenues¹³ : on a assimilé $G_{\text{impulsion}}^{(2)}(\vec{p}, \vec{p}')$ à $G_{\text{position}}^{(2)}(\vec{p}, \vec{p}')$. Cette relation de transformée de Fourier n'est pas évidente. Elle est exacte pour $G^{(1)}$; on suppose qu'elle l'est pour $G^{(2)}$. Elle correspond aussi à ce que nous suggère l'analogie avec l'optique que nous avons faite. Cette analogie impliquerait que $P(\vec{p}, \vec{p}')$ et $\widetilde{P}(\vec{p}, \vec{p}')$ sont égales¹⁴. Dans ce cas, moyennant l'approximation qu'on néglige une fois de plus les termes d'ordre $(1/N)$ par rapport à $G^{(2)}$, on retrouve en effet l'égalité voulue. Mais, rigoureusement, je ne l'ai pas montré.

¹²Notons au passage qu'avec $\vec{p} = 2m\omega\vec{r}$, on retrouverait l'expression de départ, ce qui montre l'assertion précédente : que \vec{r} et \vec{p} ont le même rôle à un facteur d'échelle près ($m\omega$).

¹³On note $G_{\text{impulsion}}^{(2)}(\vec{p}, \vec{p}')$ l'auto-corrélation en \vec{p} et \vec{p}' , et $G_{\text{position}}^{(2)}(\vec{p}, \vec{p}')$ la transformée de Fourier de l'auto-corrélation en \vec{r} et \vec{r}'

¹⁴voir le 2.2.1.1 pour la notation P . $P(\vec{p}, \vec{p}')$ est la probabilité de mesurer \vec{p} et \vec{p}' . $\widetilde{P}(\vec{p}, \vec{p}')$ est la transformée de Fourier de la probabilité de mesurer \vec{r} et \vec{r}'

2.2.2.2 Calcul de la dilatation

Nous pouvons donner au calcul précédent une base plus solide en examinant l'expansion du nuage. Cela donne un calcul plus rigoureux (et plus juste) du facteur d'échelle λ . Grâce aux références [32] et [33], on connaît l'évolution de $\Psi(\vec{r}, t)$ dans certains cas. On va utiliser la référence [33] pour exposer le calcul. La référence [32], qui étudie de façon plus générale les changements d'échelle, nous servira à étudier dans quels cas le calcul peut s'appliquer. Le calcul décrit ci-dessous est fait dans le cas d'un condensat dans l'approximation de Thomas-Fermi. Nous n'avons pas encore parlé d'interactions jusqu'à présent. Nous verrons au 2.2.3 ce qu'elles changent pour les corrélations dans le piège. Pour l'expansion, nous allons tout de suite nous placer dans le cas d'un gaz avec interactions.

L'idée du calcul dans la référence [33] est de considérer que l'essentiel de l'évolution est identique à celle d'un gaz classique. Si on fait abstraction de la gravité, l'expansion du nuage se ramène donc à une dilatation. La référence [33] valide cette hypothèse, et en déduit la formule qui donne le facteur de dilatation dans chaque direction, dans le cas d'un piège de grand rapport d'anisotropie, pour un condensat dans l'approximation de Thomas-Fermi. On discutera des interactions au 2.2.3. L'hypothèse sur le rapport d'anisotropie qui est faite dans l'article (grand rapport d'anisotropie) est valable pour notre configuration, car notre rapport d'anisotropie est d'environ 25, ce qui est grand. La référence [32] donne le facteur d'échelle dans d'autres cas (gaz bi-dimensionnel, gaz parfait).

Concernant le changement d'échelle, on peut faire le raisonnement suivant : à une dimension on doit changer x en x/λ_x , donc à trois dimensions on change $\vec{r} = (x, y, z)$ en $(x/\lambda_x, y/\lambda_y, z/\lambda_z)$. De plus la fonction d'onde est normalisée à $1/\sqrt{V}$ où V est un volume. Donc on trouve :

$$\Phi(\vec{r}, t) = e^{i\alpha(\vec{r}, t)} \frac{1}{\sqrt{\lambda_x \lambda_y \lambda_z}} \Phi\left(\frac{x}{\lambda_x}, \frac{y}{\lambda_y}, \frac{z}{\lambda_z}, 0\right) \quad . \quad (2.11)$$

L'article en déduit ensuite (c'est là qu'on suppose avoir un condensat), après injection dans l'équation de Gross-Pitaevskii,

$$\lambda_{x,y}(\tau) = \sqrt{1 + \tau^2} \quad (2.12)$$

$$\lambda_z(\tau) = 1 + \varepsilon^2 \left[\tau \arctan(\tau) - \ln \sqrt{1 + \tau^2} \right] + O(\varepsilon^4) \quad (2.13)$$

avec ε l'inverse du rapport d'anisotropie initial, considéré comme un infiniment petit par rapport auquel on développe à l'ordre 2, et avec τ un temps réduit à l'échelle de variation rapide : $\tau = \omega_z(0)t$. z est donc l'axe long du condensat, c'est l'axe du champ magnétique de biais.

La difficulté est d'obtenir ces formules d'évolution du facteur d'échelle. On n'en a pas d'expression analytique dans tous les cas [32]. Une fois connues, ces expressions permettent trivialement de déterminer la densité et les corrélations cherchées, dans la mesure où on les connaît à l'instant initial, ce qui est notre cas. La phase globale $\alpha(\vec{r}, t)$ dépend du point de calcul, mais elle se simplifie dans le cas d'une expression du type $\langle \hat{\Psi}^\dagger(\vec{r}, t) \hat{\Psi}(\vec{r}, t) \rangle$. Il reste

$$\begin{aligned} \langle \hat{\Psi}^\dagger(\vec{r}, t) \hat{\Psi}(\vec{r}, t) \rangle &= \frac{1}{\lambda_x \lambda_y \lambda_z} \langle \hat{\Psi}^\dagger(\vec{r}/\vec{\lambda}, 0) \hat{\Psi}(\vec{r}/\vec{\lambda}, 0) \rangle \\ \langle \hat{\Psi}^\dagger(\vec{r}, t) \hat{\Psi}^\dagger(\vec{r}', t) \hat{\Psi}(\vec{r}', t) \hat{\Psi}(\vec{r}, t) \rangle &= \frac{1}{(\lambda_x \lambda_y \lambda_z)^2} \langle \hat{\Psi}^\dagger(\vec{r}/\vec{\lambda}, 0) \hat{\Psi}^\dagger(\vec{r}'/\vec{\lambda}, 0) \hat{\Psi}(\vec{r}'/\vec{\lambda}, 0) \hat{\Psi}(\vec{r}/\vec{\lambda}, 0) \rangle \end{aligned}$$

donc

$$\begin{aligned} G^{(1)}(\vec{r}, t) &= \frac{1}{\lambda_x(t)\lambda_y(t)\lambda_z(t)} G^{(1)}(\vec{r}/\vec{\lambda}(t), 0) \\ G^{(2)}(\vec{r}, t) &= \left(\frac{1}{\lambda_x(t)\lambda_y(t)\lambda_z(t)} \right)^2 G^{(2)}(\vec{r}/\vec{\lambda}(t), 0) \end{aligned}$$

et finalement

$$g^{(2)}(\vec{r}, t) = g^{(2)}(\vec{r}/\vec{\lambda}(t), 0) \quad . \quad (2.14)$$

Dans ces formules, on a noté $\vec{r}/\vec{\lambda}(t) = (x/\lambda_x(t), y/\lambda_y(t), z/\lambda_z(t))$ pour alléger les expressions.

Ce calcul contient deux résultats. Le premier est qu'il est possible d'utiliser un changement d'échelle, c'est-à-dire qu'il valide l'expression 2.11, ce qui permet ensuite d'en déduire le résultat 2.14. Le second est la formule donnant la valeur du facteur d'échelle, c'est-à-dire les expressions 2.12 et 2.13. Nous avons besoin des deux pour en déduire $g^{(2)}(\vec{r})$ de façon explicite.

La référence [32] sépare mieux les deux questions. Il ressort de l'étude menée dans cet article que l'approche par changement d'échelle est valide dans plusieurs cas (on se place toujours dans le cadre de l'équation de Gross-Pitaevskii). Lorsque le gaz est bi-dimensionnel ou lorsque qu'il est parfait (sans interaction), l'expansion du gaz peut être traitée de cette manière quelle que soit la température. On trouve alors comme facteur d'échelle l'expression 2.15.

$$\lambda(\tau) = \sqrt{1 + \tau^2} \quad (2.15)$$

Le résultat est obtenu pour un gaz isotrope. Lorsque le gaz est tri-dimensionnel et qu'il y a des interactions, on peut encore utiliser cette approche si l'on se place dans l'approximation de Thomas-Fermi (l'énergie d'interaction domine l'énergie cinétique). Seulement, le facteur d'échelle est différent, et son expression est plus difficile à trouver. La solution n'est pas donnée. C'est ce cas qui est abordé dans la référence [33], en supposant le piège très anisotrope. Le résultat a été donné plus haut. Il a été obtenu pour un condensat, le cas du gaz thermique reste en suspens¹⁵.

En résumé, en complément de l'expression 2.14, on retiendra l'expression 2.15 pour un gaz parfait isotrope, et les expressions 2.12 et 2.13 pour le condensat pur avec interactions. Le calcul des corrélations que nous avons fait se place dans le cadre du gaz parfait donc, par cohérence, on devrait utiliser la première expression pour déterminer l'expansion. Cependant, nous savons que nous sommes plutôt dans le cadre de l'approximation de Thomas-Fermi, et la référence [32] justifie que l'approximation est de mieux en mieux vérifiée au cours de l'expansion. Donc pour un condensat on utilisera plutôt les deux autres expressions. Pour un gaz thermique, nous ne pouvons qu'espérer que la formule 2.15 tient toujours, dans chacune des trois directions.

2.2.2.3 Position ou impulsion ?

Les deux approches précédentes semblent presque contradictoires. L'analogie avec l'optique proclame qu'on mesure l'auto-corrélation en impulsion et non en position.

¹⁵Les équations (6), (7) et (14) de la référence [32] laissent penser que le facteur d'échelle est le même pour un gaz thermique. Néanmoins, il reste à refaire le calcul dans l'esprit de la référence [33] pour s'assurer que c'est bien le cas.

Il faut utiliser les propriétés du piège pour se convaincre qu'on mesure aussi l'auto-corrélation en position. Le calcul de l'expansion nous dit directement qu'on mesure bien l'auto-corrélation en position, moyennant un changement d'échelle de facteur λ . Les deux approches ne sont donc pas équivalentes.

Le calcul de l'expansion qu'on vient de mener paraît plus convainquant car la formule finale résulte d'un calcul analytique très solide. La première approche a un défaut : l'invocation des propriétés du piège pour passer de $g^{(2)}(\vec{p}, \vec{p}')$ à $g^{(2)}(\vec{r}, \vec{r}')$ semble un « truc » très lié à la forme particulière du piège employé. Pour autant la seconde approche ne vaut pas mieux que l'approche « avec les mains ». Car la forme du piège est utilisée aussi. Elle est simplement cachée dans les équations qu'on cherche à rendre invariantes par changement d'échelle : voir équations (1) à (3) dans la référence [32], ou (3) dans la référence [33]¹⁶.

Le calcul fait selon l'analogie optique, pour tout rapide qu'il soit, est donc plus facilement généralisable. Si l'on peut se ramener à l'auto-corrélation en position, c'est grâce à une sorte de miracle qui fait que l'approche par un changement d'échelle est pertinente. Si d'aventure on voulait inclure d'autres effets, il y a fort à parier que ce traitement ne serait plus possible et qu'il faudrait alors revenir à l'auto-corrélation en impulsion. Cela dit, dans la mesure où le calcul prend déjà en compte les interactions, qui sont faibles lors de l'expansion car la densité est très vite très faible, il y a toute raison de croire que l'approche par changement d'échelle contient vraiment l'essentiel de la physique de l'expansion du nuage (pour peu qu'on ne s'intéresse pas aux fluctuations). On restera donc sur la formule 2.14.

2.2.2.4 L'influence de la gravité

Le calcul de la référence [33], qui nous permet d'aboutir à l'expression 2.14, ne tient pas compte de la gravité. Or, on s'intéresse à des temps de vol long ($\tau \gg 1$). La gravité devrait donc intervenir. On quitte ici ce qui est accessible à l'analogie avec l'optique. La gravité est loin d'être négligeable : on voit son effet sur les images d'absorption. Pourtant on la passe en général sous silence. Implicitement, on suppose donc que le mouvement global est séparable en deux mouvements distincts (sans influence l'un sur l'autre) : la chute et la dilatation. Le résultat final est alors 2.14 à une translation près. On utilise la transformation 2.16, une simple translation.

$$\vec{r} \rightsquigarrow \vec{r} + \frac{1}{2}\vec{g}t^2 \quad (2.16)$$

Cette approche est un peu naïve, car rien ne dit que la gravité n'intervient pas de façon non triviale dans le phénomène d'interférence. On pourra se reporter à la référence [57] pour une approche plus rigoureuse. La gravité y est incluse dès le début du calcul. Le résultat final corrobore le résultat de l'approche naïve, en le démontrant. Il semble toutefois que ce mode de calcul simple (une translation !) ne soit plus valable lorsque l'on quitte le domaine de l'approximation de champ lointain. Dans la zone de champ proche (courts temps de vol), la gravité est négligeable. Mais dans le régime intermédiaire, la phase accumulée par les atomes en chute libre ne se ramène plus à une translation. Heureusement, nous sommes dans une configuration où les temps de vol sont très longs. Le paramètre τ vaut plus de 2000 au niveau du détecteur. Nous nous contenterons donc ici de la transformation habituelle, la translation 2.16.

¹⁶Le traitement semble fait en toute généralité pour un potentiel quelconque, mais à partir de l'équation (11) on utilise la forme (1) du potentiel (les numéros d'équation sont ceux de l'article cité).

2.2.3 L'effet des interactions

Les interactions modifient les résultats des deux parties précédentes, sur la fonction d'auto-corrélation dans le piège et sur l'expansion du nuage. Cependant ces modifications ne remettent pas tout en question. On va donc reprendre le calcul en suivant les deux mêmes étapes : dans le piège, puis l'expansion.

2.2.3.1 Effet sur les corrélations dans le piège

Dans le calcul de la fonction d'auto-corrélation dans le piège, les interactions changent le résultat de deux façons. La première est assez évidente : les interactions créent un champ moyen autour de chaque particule. Ceci peut être absorbé dans une redéfinition du potentiel chimique, qui devient $\mu(\vec{R}) \approx \mu - 2g_a n(\vec{R})$, avec g_a la constante de l'interaction, $g_a = \frac{4\pi\hbar^2 a}{m}$, a la longueur de diffusion et m la masse d'un atome. Le deuxième point est plus difficile, nous allons l'expliquer ci-dessous. Il se trouve que le champ apporte une autre contribution non-perturbative, alors que la première n'a que peu d'influence.

Dans le problème à N particules, l'approche de champ moyen consiste à isoler le sous-système d'intérêt au milieu de l'ensemble des particules, puis à traiter le reste des particules comme un tout homogène. Cela est justifié si l'on n'isole qu'un tout petit sous-système, de sorte que le reste représente une infinité de $N-1$ particules discrètes, que l'on peut alors regarder comme un continuum. On ne garde le côté discret que pour les particules du sous-système étudié. Dans le cas d'effets à un corps, cela signifie isoler une particule seule, et traiter le reste comme résultant en un potentiel effectif.

Mais ici nous nous penchons sur des effets à deux corps. Or, cela change beaucoup de choses. Car on peut toujours réduire l'influence des $N-2$ autres particules à un potentiel effectif. En revanche, il reste l'interaction entre les deux particules étudiées. C'est pourquoi les interactions ne se ramènent pas uniquement à une redéfinition du potentiel chimique : il faut aussi tenir compte du fait que les deux particules interagissent, et en particulier qu'elles ne peuvent se trouver toutes deux au même instant au même endroit. La fonction d'auto-corrélation doit donc s'annuler au centre, ce qui n'est pas dans l'expression que nous avons trouvée dans le cas idéal. Cet effet non-perturbatif est donc une conséquence de ce qu'on regarde un effet à plusieurs particules. Il apparaît donc dans le calcul de $G^{(2)}$, mais pas dans celui de $G^{(1)}$.

Le calcul tenant compte de la répulsion à courte distance dans une paire d'atomes a été fait dans les références [49] et [50]. Il conclut que la fonction d'auto-corrélation est multipliée par un facteur $1 - 2a/r$ où a est la longueur de diffusion (et 0 si $r \leq a/2$). Il est donc possible que le maximum de la fonction d'auto-corrélation soit sensiblement différent de 2 : dans une simulation numérique, les auteurs de la référence [49] trouvent un maximum d'environ 1,7 pour une longueur de diffusion $a \approx 0,007\lambda_T$ à $T = T_c$. Dans notre cas, $a \approx 0,011\lambda_T$ ce qui est plus défavorable. La simulation numérique de la référence [50] est peu pratique à interpréter. J'admets donc que la formule des références [49] et [50] est valide, comme l'attestent leur simulation, et je l'applique à notre cas. Moyennant une petite adaptation, l'expression à utiliser est donc :

$$g_{\text{interactions}}^{(2)}(\vec{r}) = \left[1 + 2 \left(\frac{a}{r} \right)^2 \right] + \left(g_{\text{idéal}}^{(2)}(\vec{r}) - 1 \right) \left[1 - 4 \frac{a}{|\vec{r}|} \right] . \quad (2.17)$$

Le résultat est montré sur la figure 2.14. La figure compare le résultat avec interactions au cas du gaz parfait. À l'échelle de la figure a est presque invisible : c'est le point

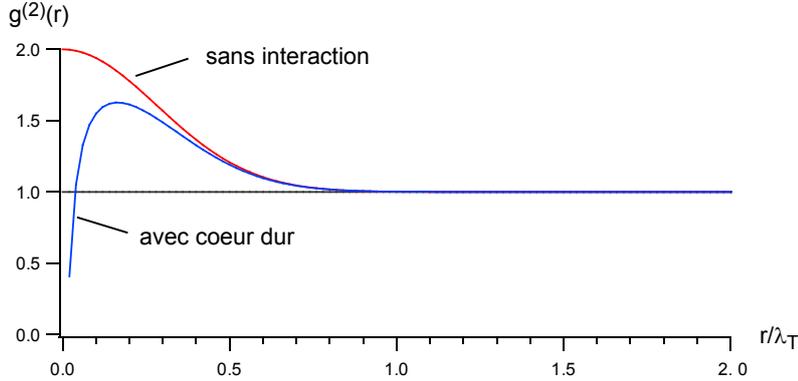


FIG. 2.14 – Rôle des interactions sur l'auto-corrélation. La valeur de a (en unités de λ_T) est celle calculée pour de l'hélium à $T = 1 \mu\text{K}$. On constate que l'effet est énorme, et s'étend au-delà de a .

d'intersection de la courbe « cœur dur » avec l'axe des abscisses. On constate que les deux courbes diffèrent sur une zone très largement plus étendue que celle du cœur dur.

L'expression 2.17 prend en compte l'effet des interactions dans une paire d'atomes. Il reste à rajouter l'effet du champ moyen sur cette paire. On l'a dit, cela revient à faire un simple changement de potentiel chimique ($\mu(\vec{r}) \rightsquigarrow \mu - 2g_a n(\vec{R})$). Au terme de cette transformation, le potentiel chimique est devenu local : il dépend du point de calcul. Ceci doit être pris en compte dans l'expression de $g^{(2)}(\vec{r})$. La référence [49] affirme que cette contribution est négligeable. La référence [50] prend tout en compte, et le résultat semble le même, pour autant qu'on puisse comparer les deux. Le terme incriminé, $e^{\beta\mu(\vec{R})}$, est d'autant plus important qu'on est au centre du piège. Au centre, il vaut $e^{\beta\mu} \cdot e^{-2\beta g_a n_0}$, avec n_0 la densité au centre du piège. Le maximum de l'écart relatif à la valeur pour le gaz idéal ($g_a = 0$) est donc inférieur à $2\beta g_a n_0$. Ceci vaut $4\pi \frac{a}{a_{\text{oh}}} \tau^{5/2} N$, avec a_{oh} la taille de l'oscillateur harmonique ($2,5 \mu\text{m}$ dans notre cas), et $\tau = \frac{\hbar\omega}{k_B T}$ la température réduite ($1,92 \cdot 10^{-2}$ à $1 \mu\text{K}$). Avec $a \approx 10 \text{ nm}$, on trouve donc $2,6 \cdot 10^{-6} N$. Comme on se situe dans la gamme des 10^5 à 10^6 atomes, c'est tout juste de l'ordre de grandeur de l'unité. Ceci est suffisant pour estimer que la contribution négligeable en première approximation, car on moyenne la position du centre de masse sur le piège. L'effet moyen est donc petit. Encore une fois, la moyenne sur \vec{R} tend à effacer les effets qui prédominent au centre du piège.

En résumé, il y a deux contributions des interactions. L'une résulte des collisions au sein d'une paire d'atomes, joue sur \vec{r} et nous intéresse donc. Elle est surtout sensible aux courtes distances. L'autre est l'effet du champ moyen sur la paire d'atomes, joue sur \vec{R} et s'atténue dans le moyennage.

2.2.3.2 Effet sur l'expansion du nuage

Sur une mesure des corrélations, l'effet des interactions en lien avec l'expansion peut a priori être double. Les interactions peuvent à la fois modifier les corrélations dans le nuage, et modifier la façon dont le nuage explose (ce qui a déjà été partiellement pris en compte dans le facteur d'échelle). Cela va encore nous ramener à une distinction entre

ce qui joue sur \vec{R} ou \vec{r} . Cette fois, c'est la contribution sur \vec{R} qui est majeure.

L'hypothèse de base de notre modèle de l'expansion du nuage est que le piège se coupe instantanément. On suppose également que du fait de l'explosion rapide du nuage, la densité aussi chute instantanément. De ce fait, il n'y a plus de collisions entre atomes sitôt le piège coupé. Pendant l'expansion, il n'y a donc plus d'effet de cœur dur. On sépare entre ce qui se passe dans le piège, à l'équilibre thermodynamique, qui fixe les corrélations, et l'expansion du nuage qui n'est qu'une propagation vers le détecteur, modifiée par les interactions.

Cette propagation vers le détecteur est cependant importante. Car on veut mesurer la longueur de corrélation. Donc on veut savoir exactement comment le nuage se propage pour en quelque sorte connaître le facteur de grossissement (de la longueur de corrélation) et donc *mesurer* la bonne valeur. Or les interactions peuvent influencer l'expansion. On peut penser à un effet de lentille dû à la répulsion entre particules.

Autre chose peut encore venir perturber la mesure. Revenons sur l'équivalence entre impulsion et position dans le piège. Celle-ci est valable dans le cas d'un gaz parfait. Lorsque l'on rajoute les interactions, rien ne dit qu'elle tienne encore. On peut même être sûr du contraire : le modèle d'interaction utilisé brise la symétrie en particulierisant les courtes distances. Donc l'argument utilisé pour trouver la fonction d'auto-corrélation vue sur le détecteur ne tient plus. Ceci peut avoir un impact certain sur la mesure, ce que nous allons discuter dans la suite.

2.2.3.3 Impact expérimental

L'effet des interactions sur la mesure des corrélations est multiple. Les corrélations dans le piège sont modifiées, et l'effet est très important. La distribution dans le piège est modifiée, et nous avons dit que c'est négligeable. Les corrélations peuvent être modifiées lors de l'expansion, et c'est vraisemblablement négligeable. Enfin, l'expansion peut se passer de sorte que le lien entre les corrélations vues sur le détecteur et celles dans le piège est modifié. Une mesure in situ devrait donc être sensible au changement. Pour une mesure après temps de vol long comme dans notre cas, la conclusion est plus délicate.

L'effet de groupement est donc énormément modifié. Du fait que le changement est non-perturbatif (un passage à zéro!), la modification s'étend largement au-delà de la longueur caractéristique a . C'est encore sensible pour des distances un ordre de grandeur plus élevé que a , ce que l'on constate sur la figure 2.14. Plus la température augmente, plus le rapport a/λ_T augmente¹⁷, et donc plus la correction est importante. Ceci peut se comprendre par le fait que la zone de cohérence diminue, et devient donc de plus en plus proche du volume d'exclusion imposé par les interactions. Dans notre cas, la correction devrait être visible lorsqu'on regarde l'auto-corrélation en position.

Mais ce que nous regardons correspond à la fonction d'auto-corrélation en impulsion, comme nous l'avons déjà discuté (voir 2.2.2.3). On peut croire que le changement amené par les interactions est perturbatif sur l'expansion du nuage. Dans ce cas, il y a encore une transformée de Fourier entre l'expression 2.17 et le signal observé, ou du moins prendre une transformée du Fourier ne doit pas être trop faux. On supposera donc que $G^{(2)}$ en impulsion est la transformée de Fourier de $G^{(2)}$ en position : $G_{\text{imp}}^{(2)}(\vec{p}, \vec{p}') = \widetilde{G_{\text{pos}}^{(2)}}(\vec{p}, \vec{p}')$. Dans ce cas, comme la modification due aux interactions modifie les corrélations aux courtes distances ($r < a$), en impulsion cela affecte les grandes

¹⁷Tout est exprimé en unités de λ_T , et l'expression 2.17 est obtenue en développant par rapport à ce paramètre a/λ_T .

impulsions ($p > h/a$). Donc on ne doit pas retrouver de signature visible de cet effet des interactions sur notre signal. En tout cas, s'il y a un effet, il peut venir de l'expansion, mais on n'aura pas d'effet non-perturbatif comme celui observé en position. On ne s'attend pas à voir une chute à zéro du signal.

Pour déterminer l'influence exacte des interactions, faute de calcul applicable à notre cas, il faut s'en remettre à l'expérience. Celle-ci doit permettre de trancher si l'expansion se fait encore suivant les lois d'échelle déterminées plus haut, ce qui devrait conduire à observer le même effet que sur la figure 2.14¹⁸, ou si au contraire on conserve approximativement la relation de transformée de Fourier, ce qui conduit au résultat contraire. En conclusion, on verra en se reportant à la référence [55] que l'effet n'a pas été vu, alors que comme l'atteste la référence [56] les interactions ont bien le rôle qu'on attend sur l'auto-corrélation en position. On serait donc tenté de croire à la deuxième possibilité (transformée de Fourier), même si cela reste à approfondir.

2.2.4 Cas du nuage (partiellement) condensé

Les calculs qui précèdent étaient surtout centrés sur le cas des gaz atomiques au-dessus du seuil de condensation (sauf pour l'expansion du nuage, où on a aussi considéré des condensats). On a même pris des gaz assez éloignés de la transition : il ont été considérés comme constitués de particules toutes parfaitement discernables. Cela suppose que tous les états quantiques sont infiniment peu peuplés, de sorte qu'on peut négliger les effets dus à la présence de deux particules ou plus dans le même état. Les états de plus basse énergie se peuplant de plus en plus au fur et à mesure qu'on approche la température de transition, cela suppose donc qu'on en reste assez loin. En particulier, l'état fondamental du piège est infiniment peu peuplé.

Le cas du condensat pur n'est pas beaucoup plus difficile à traiter. En effet, cette fois les particules sont toutes rigoureusement indiscernables, le gaz est donc parfaitement cohérent. Le calcul des corrélations est donc trivial puisqu'on a $G^{(n)}(\vec{r}) = (G^{(1)}(\vec{r}))^n$ [45]. Pour les corrélations d'ordre deux, il ne reste donc que le terme de bruit de grenaille. La fonction $g^{(2)}$ est plate.

Le cas qu'il reste à aborder est celui des gaz partiellement condensés, qui présentent un groupement de bosons intermédiaire, entre celui des gaz thermiques et celui des gaz parfaitement condensés. Pour ces gaz, il nous faut d'abord calculer l'équivalent des expressions 2.2 et 2.3 avant de pouvoir discuter du groupement.

2.2.4.1 Calcul de $G^{(2)}$

La formule générale pour $G^{(2)}$ est :

$$G^{(2)}(\vec{r}, \vec{r}') = \langle \Psi^\dagger(\vec{r}) \Psi^\dagger(\vec{r}') \Psi(\vec{r}') \Psi(\vec{r}) \rangle$$

On écrit

$$\Psi(\vec{r}) = \sum_n u_n(\vec{r}) a_n$$

où a_n est l'opérateur annihilation dans l'état n , et u_n est l'amplitude associée. Ceci conduit donc à calculer des termes du type

$$\langle a_k^\dagger a_l^\dagger a_m a_n \rangle \quad (2.18)$$

¹⁸surtout que dans le cas isotrope, la référence [32] indique que cette approche est toujours valable. Seul le détail de la formule donnant le facteur d'échelle varie.

le tout étant ensuite sommé sur les indices k, l, m et n .

Les indices dans l'expression 2.18 ne peuvent être pris au hasard. Pour que le terme ne soit pas nul, il faut créer autant de particules qu'on en annihile, donc on doit être dans l'un des trois cas suivant : $m \neq n$ et alors ($k = m, l = n$) ou ($k = n, l = m$), ou bien $m = n$ ce qui implique ($k = l = m = n$). On utilisera donc $\sum_{klmn} = \sum_{m \neq n} + \sum_{m=n}$. On en déduit

$$\begin{aligned}
G^{(2)}(\vec{r}, \vec{r}') &= \sum_{klmn} u_k^*(\vec{r}) u_l^*(\vec{r}') u_m(\vec{r}') u_n(\vec{r}) \langle a_k^\dagger a_l^\dagger a_m a_n \rangle \\
&= \sum_{m \neq n} u_k^*(\vec{r}) u_l^*(\vec{r}') u_m(\vec{r}') u_n(\vec{r}) \left(\langle a_k^\dagger a_m \rangle \langle a_l^\dagger a_n \rangle + \langle a_k^\dagger a_n \rangle \langle a_l^\dagger a_m \rangle \right) \\
&\quad + \sum_n |u_n(\vec{r})|^2 |u_n(\vec{r}')|^2 \langle a_n^\dagger a_n^\dagger a_n a_n \rangle \\
&= \langle \Psi^\dagger(\vec{r}) \Psi(\vec{r}') \rangle \langle \Psi^\dagger(\vec{r}') \Psi(\vec{r}) \rangle + \langle \Psi^\dagger(\vec{r}) \Psi(\vec{r}) \rangle \langle \Psi^\dagger(\vec{r}') \Psi(\vec{r}') \rangle \\
&\quad - \sum_n |u_n(\vec{r})|^2 |u_n(\vec{r}')|^2 \left(\langle a_n^\dagger a_n \rangle \langle a_n^\dagger a_n \rangle + \langle a_n^\dagger a_n \rangle \langle a_n^\dagger a_n \rangle \right) \\
&\quad + \sum_n |u_n(\vec{r})|^2 |u_n(\vec{r}')|^2 \langle a_n^\dagger a_n^\dagger a_n a_n \rangle \\
&= G^{(1)}(\vec{r}, \vec{r}) G^{(1)}(\vec{r}', \vec{r}') + \left| G^{(1)}(\vec{r}, \vec{r}') \right|^2 \\
&\quad + \sum_n |u_n(\vec{r})|^2 |u_n(\vec{r}')|^2 \left(\langle a_n^\dagger a_n^\dagger a_n a_n \rangle - 2 \langle a_n^\dagger a_n \rangle^2 \right)
\end{aligned}$$

et finalement

$$G^{(2)}(\vec{r}, \vec{r}') = G^{(1)}(\vec{r}, \vec{r}) G^{(1)}(\vec{r}', \vec{r}') + \left| G^{(1)}(\vec{r}, \vec{r}') \right|^2 - \sum_n |u_n(\vec{r})|^2 |u_n(\vec{r}')|^2 n_n (n_n + 1)$$

où n_n est le nombre d'occupation de l'état n . En négligeant le tout dernier terme, d'ordre $1/N$ par rapport aux autres, on aboutit à

$$G^{(2)}(\vec{r}, \vec{r}') = n(\vec{r}) n(\vec{r}') + \left| G^{(1)}(\vec{r}, \vec{r}') \right|^2 - \sum_i n_i(\vec{r}) n_i(\vec{r}') \quad (2.19)$$

avec $n_i(\vec{r})$ la densité dans l'état n_i .

On veut vérifier cette expression en retrouvant les expressions 2.2 et 2.3 comme cas particuliers. Pour ce faire, on remarque que, dans un nuage thermique, la population de chaque état est infiniment faible. A la limite $T \rightarrow \infty$, le terme supplémentaire s'annule donc et on retrouve la formule 2.2. Notons que dans ce cas le terme négligé (en $1/N$) s'annule exactement lui aussi. Dans le cas du condensat pur, on a exactement $n_i = 0$ pour $i > 0$. Le dernier terme compense l'un des deux premiers. Il reste donc $n_0(\vec{r}) n_0(\vec{r}')$, ce qui est bien égal à la formule 2.3.

Pour traiter le cas du nuage partiellement condensé, on pourra faire un mélange des deux. Dans l'approximation semi-classique, on continue à considérer que $n_i = 0$ pour $i > 0$, même si cela peut devenir faux quand la température diminue (le premier état excité finit par se remplir un peu). On ne garde que le terme avec n_0 . En notant $f(\vec{r})$ la fraction condensée (calculée sur la densité en \vec{r}), on a donc

$$g^{(2)}(\vec{r}, \vec{r}') = 1 + \left| g^{(1)}(\vec{r}, \vec{r}') \right|^2 - f(\vec{r}) f(\vec{r}') \quad (2.20)$$

L'auto-corrélation au centre du nuage ($\vec{r} = \vec{r}' = \vec{0}$) vaut donc $1 - f(\vec{0})^2$. La formule sera un peu différente si l'on intègre sur le centre de masse.

Dans la formule 2.20, on a négligé le terme $\frac{n_1(\vec{r})n_1(\vec{r}')}{n(\vec{r})n(\vec{r}')}$ qui reste petit (le premier excité n'est jamais très peuplé). Tous les autres termes négligés sont individuellement plus petits. L'approximation doit donc être assez bonne.

Concernant la valeur au centre, on peut vérifier le calcul en le faisant d'une autre manière. On calcule directement la probabilité conjointe $\langle \hat{n}(\vec{r})\hat{n}(\vec{r}') \rangle$. En toute généralité, on peut écrire

$$\langle \hat{n}^2 \rangle = \langle \hat{n}_{\text{th}}^2 \rangle + 2 \langle \hat{n}_{\text{th}}\hat{n}_0 \rangle + \langle \hat{n}_0^2 \rangle$$

en particulierisant l'état fondamental. On va faire l'approximation semi-classique en considérant que toutes les particules thermiques sont dans un état différent, ce qui est important pour l'étape suivante, où on doit symétriser. On a vu en effet qu'on gagne un facteur 2 par échange de particules (groupement de bosons). Pour les particules dans un même état, indiscernables, leur symétrie est immédiate et ne donne pas de facteur deux supplémentaire. On a donc, avec $n = \langle \hat{n} \rangle$,

$$\begin{aligned} \langle \hat{n}^2 \rangle &= 2! \left[n_{\text{th}}^2 + 2n_{\text{th}}n_0 + \frac{n_0^2}{2!} \right] \\ &= 2(n_{\text{th}} + n_0)^2 - n_0^2 \\ g^{(2)}(\vec{r}, \vec{r}') &= 2 - \left(\frac{n_0(\vec{r})}{n(\vec{r})} \right)^2 . \end{aligned}$$

Pour s'affranchir de l'approximation semi-classique et retrouver le résultat 2.19, il suffit de particulariser tous les états (de tous les traiter comme on l'a fait pour n_0). Le résultat est immédiat.

2.2.4.2 Discussion

Pour ce qui concerne la mesure de l'effet de groupement, on se concentrera sur la formule 2.21.

$$g^{(2)}(\vec{r}, \vec{r}') = 1 + \left| g^{(1)}(\vec{r}, \vec{r}') \right|^2 - f(\vec{r})f(\vec{r}') \quad (2.21)$$

Cette formule montre que si l'on se place hors de la zone où se trouve le condensat, la mesure doit redonner le même résultat que pour un gaz non condensé. Expérimentalement, cela permet de s'assurer que lorsque l'on s'approche de la température de transition, même s'il y a une petite partie condensée qu'on n'aurait pas détectée, la mesure ne soit pas trop perturbée. Cependant, l'opération n'est pas neutre. Car les formules donnant $g^{(1)}$, et donc $g^{(2)}$, ont été dérivées dans le cas où on intègre sur les coordonnées du centre de masse. Or, une procédure qui prendrait en compte uniquement les points $r > r_{\text{condensat}}$ ne rentre pas dans ce cadre. Néanmoins, on peut penser que cela ne change que très peu les résultats expérimentaux, voire que cela les rapproche du résultat théorique. En effet, la moyenne atténue les effets typiques du centre du piège, où l'on voit le mieux la différence entre un profil de Bose et un profil de Boltzmann. On se placerait ici dans un cas où l'on peut encore plus légitimement négliger ce genre d'effets. Il apparaît donc légitime d'utiliser une procédure qui exclurait les points pour lesquels on verrait potentiellement un condensat.

On peut s'inspirer de cette remarque pour remarquer que le condensat modifie surtout le centre de la fonction d'auto-corrélation. Aux grandes distances il n'a pas d'influence car son extension spatiale est finie alors que celle du nuage thermique ne l'est

pas. C'est le contraire de ce qui se passe pour un mesure de cohérence du premier ordre. On peut comparer les deux jeux de formules 2.22 et 2.23.

$$\begin{cases} g^{(1)}(\vec{r}, \vec{r}') & = 1 \\ \lim_{|\vec{r}-\vec{r}'| \rightarrow \infty} g^{(1)}(\vec{r}, \vec{r}') & = \frac{\phi_0^*(\vec{r})\phi_0(\vec{r}')}{\sqrt{n(\vec{r})n(\vec{r}')}} \end{cases} \quad (2.22)$$

$$\begin{cases} g^{(2)}(\vec{r}, \vec{r}') - 1 & = 1 - \left(\frac{n_0(\vec{r})}{n(\vec{r})}\right)^2 \\ \lim_{|\vec{r}-\vec{r}'| \rightarrow \infty} g^{(2)}(\vec{r}, \vec{r}') - 1 & = 0 \end{cases} \quad (2.23)$$

La formule idéale $g^{(2)} = 1 + |g^{(1)}|^2$ pour un gaz thermique pourrait laisser supposer que la mesure des corrélations du deuxième ordre n'amène rien de neuf par rapport à la mesure de corrélations du premier ordre, si ce n'est la vérification de la prévision théorique. Or, l'effet du condensat se fait sentir aux courtes distances pour l'auto-corrélation, et aux longues distances pour $g^{(1)}$. Ceci montre la différence qu'il y a à mesurer l'une ou l'autre des deux quantités, même pour un gaz parfait. On peut ensuite espérer trouver d'autres différences dans le cas d'un gaz d'atomes en interactions car, comme l'a déjà vu au 2.2.3, les interactions doivent être traitées différemment dans les deux cas.

2.3 Prévision du signal expérimental

Nous allons à présent étudier pratiquement le signal de groupement de bosons, tel qu'il doit se présenter à nous compte tenu de notre appareil expérimental. Il ne s'agit plus de discuter l'origine physique des corrections à apporter, mais plutôt d'inclure le bruit et de prévoir l'influence de la résolution du détecteur.

Le signal mesur e sera en effet diff erent du signal idéal, et ce en raison de deux types de bruit. Il y a d'abord le bruit dû à l'imperfection du détecteur. Nous le réservons pour le chapitre 3. Il y a aussi le bruit intrinsèque à la mesure, un bruit de comptage. Il va nous obliger à effectuer des moyennes pour sortir le signal du bruit. L'enjeu est de taille, car si le bruit est trop important, la moyenne peut demander des temps d emesur es. Nous allons donc étudier le rapport signal à bruit.

2.3.1 Calcul du rapport signal à bruit pour un nuage thermique

On commence cette étude du rapport signal à bruit avec le calcul théorique. La fonction de corrélation que nous voulons observer a l'allure présentée sur la figure 2.15. La gaussienne large correspond (presque)   la forme du flux d'atomes tombant sur le détecteur. C'est la fonction d'auto-corrélation que l'on attend pour des atomes non-corr el es. C'est pour nous le «fond». Le «signal utile» est la seconde gaussienne, plus étroite, et plus petite. On la négligera dans le calcul du bruit : on calculera le bruit comme si seul le fond existait.

On commence par calculer le bruit dû au comptage. Dans un deuxième temps on détermine l'amplitude du groupement de bosons, c'est-à-dire l'amplitude relative des deux gaussiennes. Et finalement on compare les deux.

2.3.1.1 Bruit

Le bruit est dû au comptage des atomes. C'est un bruit intrinsèque à la mesure, présent même pour un détecteur idéal du simple fait que le flux d'atomes est lui-même

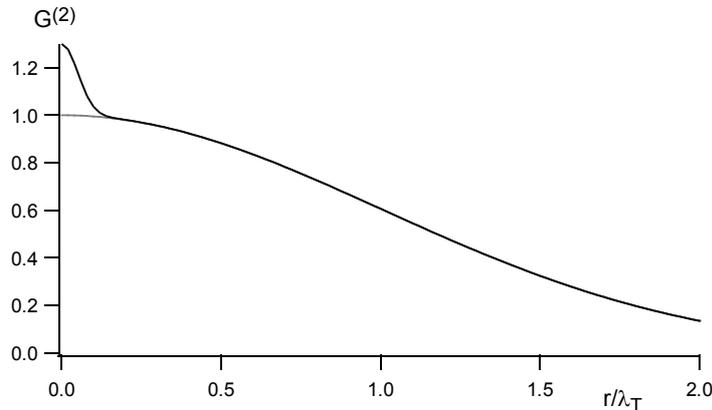


FIG. 2.15 – Allure attendue pour la fonction d'auto-corrélation non-normalisée $G^{(2)}$ (pour un nuage thermique). C'est la somme de deux gaussiennes.

aléatoire. Pour autant, il n'est pas indépendant du détecteur. D'abord, la détectivité rentre en ligne de compte. Cependant, si l'on se place du point de vue du compteur, cela ne change presque rien : si le flux d'atomes est poissonnien et que la détectivité est rigoureusement constante (indépendante du flux notamment), le flux d'atomes *détecté* est lui aussi poissonnien. On peut donc absorber la détectivité dans la redéfinition du flux. Par contre, le détecteur intervient de façon cruciale via sa résolution. On peut s'en persuader en faisant le raisonnement simple suivant. Supposons N particules arrivant de façon homogène sur n détecteurs. Il y a N/n particules par détecteur. Si je compte le nombre de particules, ou que j'ai un signal proportionnel à ce nombre de particules, je dois sommer les signaux des différents détecteurs, et j'ai donc $N/n * n = N$ particules, indépendamment du nombre n de détecteurs. Mais si mon signal est proportionnel au *carré* du nombre de particules, alors je dois faire $(N/n)^2 * n = N^2/n$: plus j'ai de détecteurs, moins j'ai de signal à la fin. La non-linéarité du signal vis-à-vis du nombre N de particules fait apparaître la caractéristique n du détecteur dans le résultat de la mesure. Or, les corrélations sont précisément un signal en N^2 : on a donc intérêt, du point de vue du bruit, à avoir peu de détecteurs, c'est-à-dire un pixel aussi étendu que possible. Ceci est bien sûr contradictoire avec l'exigence que l'on a concernant l'amplitude du signal : avoir la meilleure résolution possible, que l'on détaillera au paragraphe 2.3.1.2. On comparera les deux au paragraphe 2.3.1.3.

Nous allons calculer le bruit sur notre mesure en prenant en compte l'échantillonnage du détecteur ainsi que l'échantillonnage final qui consiste à afficher la fonction de corrélation sous forme d'un histogramme $f(\tau)$. Le système de détection consiste en effet en un enregistrement de tous les temps d'arrivée, pour chaque pixel. On calcule ensuite toutes les différences de temps τ en deux arrivées de particule, puis on les range dans le canal correspondant de l'histogramme. La forme f de l'histogramme sera celle de la courbe tracée sur la figure 2.15. τ , le temps entre deux détections de particules, joue le rôle de la variable r/λ_T sur cette figure.

Mesure

Commençons par bien décrire la mesure que nous modélisons. Un nombre donné N_{at}

d'atomes tombe sur le détecteur. Le flux est d etermin e par la forme initiale du nuage d'atomes dans le piège puis sa chute. Le détecteur a une probabilité η de détecter une particule incidente (un atome). Il code la position horizontale et le temps d'arrivée en échantillonnant avec un pas temporel p , qui pour la position se traduit par une taille de pixel a . On s'intéresse ensuite aux corrélations qui surviennent dans *un seul pixel* au cours du temps. Si on a d etect e N_d atomes dans ce pixel au cours du temps, lors d'une seule et même mesure, on obtient $N_d(N_d - 1)/2$ points pour la fonction de corrélation, qui sont autant de points à ranger dans l'histogramme final $f(\tau)$. Cet histogramme a des canaux tous de même extension temporelle b .

Notations

On note encore :

- Δ la taille caractéristique de l'extension du nuage d'atomes : Δ_t , Δ_\perp et Δ_\parallel selon les différentes directions¹⁹,
- σ la taille caractéristique de la cohérence : σ_t , σ_\perp et σ_\parallel selon les différentes directions,
- N_c le nombre total de points à placer sur la courbe de la fonction de corrélation,
- $N = \eta N_{at}$ le nombre total de coups sur le détecteur (η est l'efficacité).

Nombre d'atomes dans un pixel

Le nombre total d'atomes dans le piège est N_{at} . S'il n'y a pas de pertes le temps de la chute, c'est donc aussi le nombre total d'atomes qui tombent sur le détecteur. La densité surfacique des atomes sur le détecteur est $\frac{e^{-\frac{r^2}{2\Delta^2}}}{(\sqrt{2\pi}\Delta)^2}$ à un instant donn e²⁰. La forme selon l'axe vertical - le temps - ne nous intéresse que plus loin : on ne veut pour l'instant que le nombre de coups sur chaque pixel. Cette forme pour la densité surfacique s'obtient en supposant que sitôt le piège coupé les atomes tombent sous l'effet de la gravité (axe vertical) et que le nuage explose sous l'effet de sa distribution de vitesse. C'est le calcul qui a été fait plus haut (voir 2.2.2). Si la distribution de vitesses n'est pas modifiée par la coupure du piège, alors elle est gaussienne d'écart-type $v_T = \sqrt{\frac{k_B T}{m}}$. Dans le plan horizontal, les atomes sont en vol libre, donc sur chacune des deux directions la distribution est gaussienne de largeur $\Delta = v_T t_0$ où t_0 est le temps de vol. Ceci suppose que la largeur du temps de vol est petite devant le temps moyen t_0 . $t_0 \approx 308$ ms et la largeur du temps de vol vaut environ 30 ms, ce qui représente 10 % de t_0 : l'approximation est possible.

On suppose ensuite que la discrétisation introduite par les pixels est négligeable : $a \ll \Delta$. Chaque pixel ayant une aire a^2 , il reçoit donc une proportion $\left(\frac{a}{\Delta}\right)^2 \frac{e^{-\frac{r^2}{2\Delta^2}}}{2\pi}$ du nombre total d'atomes. Donc en moyenne le nombre de coups dans un pixel localis e en \vec{r} est

$$\overline{N_d} = \eta N_{at} \left(\frac{a}{\Delta}\right)^2 \frac{e^{-\frac{r^2}{2\Delta^2}}}{2\pi} .$$

On a suppos e d etermin e le nombre d'atomes incidents et η constant, ce qui donne une loi poissonnienne pour N_d , de moyenne $\eta N_{reçu}$. Ceci donne aussi un nombre de coups

¹⁹ Δ_t pour le temps, c'est-à-dire la direction (verticale) de la chute des atomes, et les deux autres dans le plan (horizontal) du détecteur : Δ_\perp pour la direction perpendiculaire à l'axe du piège, et Δ_\parallel dans l'axe du piège.

²⁰ ... et pour un axe donn e. Il faut remplacer Δ par Δ_t , Δ_\perp ou Δ_\parallel selon le cas.

total $N = \eta N_{at}$.

On a supposé ici qu'il n'y a pas de corrélation dans l'arrivée des atomes. Ceci n'est pas contradictoire avec la mesure que nous réalisons. En effet, le signal que nous cherchons à observer est petit en proportion du «fond» : quelques pour-cent. Donc pour l'essentiel les atomes ne sont pas corrélés. La corrélation n'est qu'une correction, que nous supposons perturbative (voir figure 2.15).

Nombre de points amenés par un pixel

S'il y a N_d coups dans un pixel, on peut former $N_p = \frac{N_d(N_d-1)}{2}$ paires. En moyenne, N_d suivant une loi poissonnienne, on a $\overline{N_p} = \frac{\overline{N_d}^2}{2}$, soit

$$\overline{N_p} = \frac{1}{2} N^2 \left(\frac{a}{\Delta} \right)^4 \frac{e^{-\frac{r^2}{\Delta^2}}}{(2\pi)^2}$$

pour le nombre total de points amenés à la courbe par un pixel localisé en \vec{r} .

Nombre de points total

Il convient de sommer à présent sur tous les pixels pour obtenir le nombre total de points N_c . Les pixels étant infiniment petits, cela revient donc à faire l'intégrale sur \vec{r} à deux dimensions, en utilisant un élément infinitésimal $\frac{d\vec{r}}{a}$. Ceci donne :

$$N_c = \frac{1}{8\pi} N^2 \left(\frac{a}{\Delta} \right)^2 .$$

Histogramme de corrélation

Il faut maintenant ranger tous ces points dans un histogramme de taille de canal b . On reste au même niveau d'approximation que précédemment en supposant que la forme générale sera celle obtenue pour des atomes non-corrélés, c'est-à-dire le carré de la densité. En supposant encore que la largeur du temps de vol est petite devant t_0 ,

la densité sur l'axe vertical est : $\rho(t) = \frac{e^{-\frac{t^2}{2\Delta_t^2}}}{\sqrt{2\pi}\Delta_t}$. La résolution temporelle du détecteur est excellente à l'échelle de détail où l'on se place : elle est de 400 ps alors qu'on ne s'intéressera pas à des temps inférieurs à la dizaine de microsecondes. La discrétisation induite par le détecteur est donc négligeable : le flux d'atomes par pixel peut être considéré comme poissonnien, et le flux des coups est lui aussi de la forme $\rho(t)$.

Le profil cherché est $\rho(t)\rho(t')$ intégré sur le temps moyen $T = \frac{t+t'}{2}$, ce qui donne donc $\frac{e^{-\left(\frac{\tau}{2\Delta_t}\right)^2}}{2\sqrt{\pi}\Delta_t}$ avec $\tau = t - t'$. L'aire de ce profil a été normalisée à 1, donc pour obtenir l'histogramme $f(\tau)$ il suffit de multiplier par N_c .

$$f(\tau) = \frac{1}{16\pi^{3/2}} N^2 \left(\frac{a}{\Delta} \right)^2 \frac{e^{-\left(\frac{\tau}{2\Delta_t}\right)^2}}{\Delta_t} \quad (2.24)$$

Maintenant que nous avons déterminé la forme de l'histogramme, nous pouvons en déduire le bruit de comptage. Nous pouvons passer à la détermination de l'amplitude du signal, compte tenu de la résolution du détecteur.

2.3.1.2 Amplitude du groupement de bosons

Nous avons déjà déterminé le signal idéal. Il est cependant nécessaire de se pencher à nouveau sur le problème, car nous voulons à présent y inclure un effet essentiel : l'effet de la résolution du détecteur, c'est-à-dire la moyenne sur un pixel. Un raisonnement simple permet d'imaginer sans peine l'influence de la résolution. Si elle est meilleure que la taille caractéristique de la cohérence, donc meilleure que l'effet à observer, bien entendu elle n'a pas d'incidence. Par contre si elle est moins bonne elle conduit à moyenner l'effet, et à la limite où elle est vraiment trop mauvaise, elle mène à sa disparition. Dans notre cas, l'amplitude du groupement n'est que de $\approx 8\%$ par rapport au cas idéal. C'est donc particulièrement critique.

Pour calculer l'amplitude du signal «utile» on doit faire la moyenne du signal sur un pixel. On a :

$$G^{(2)}(\vec{r}) = \frac{1}{\lambda_T^3} e^{2\beta\mu} \int_{-\infty}^{+\infty} \iint_{\text{pixel}} e^{-2\beta V(\vec{R})} d\vec{R} \left(e^{-2\beta V(\frac{\vec{r}}{2})} + e^{-2\pi \frac{r^2}{\lambda_T^2}} \right)$$

où la première intégration porte sur X (le temps) et les deux autres sur Y et Z (le plan horizontal du détecteur). Quelque soit la forme du pixel, après normalisation, on trouve $g^{(2)}(\vec{r})$ conformément à l'équation 2.10.

$$g^{(2)}(\vec{r}) = 1 + \frac{e^{-2\pi \frac{r^2}{\lambda_T^2}}}{e^{-2\beta V(\frac{\vec{r}}{2})}}$$

On écrit ensuite $e^{-\beta V(\vec{R})} = e^{-\frac{R^2}{2\Delta^2}}$ la densité, et $e^{-2\pi \frac{r^2}{\lambda_T^2}} = e^{-\frac{r^2}{2\sigma^2}}$ la cohérence. Ceci correspond à $\sigma = \frac{\lambda_T}{2\sqrt{\pi}}$ et $\Delta = \sqrt{2} \frac{\sigma}{\tau} = \frac{v_T}{\omega}$. Les écarts types σ et Δ définis ici sont ceux qui sont calculés dans le piège. Il faut donc les multiplier par le facteur ωt_0 d'expansion dans la situation qui nous concerne (temps de vol long) : $\sigma = \frac{\lambda_T}{2\sqrt{\pi}} \omega t_0$ et $\Delta = v_T t_0$. On obtient :

$$\begin{aligned} g^{(2)}(\vec{r}) &= 1 + \frac{e^{-\frac{r^2}{2\sigma^2}}}{e^{-\frac{r^2}{4\Delta^2}}} \\ &\approx 1 + e^{-\frac{r^2}{2\sigma^2}} \quad \text{car } \tau \ll 1 \text{ implique } \Delta = \sqrt{2} \frac{\sigma}{\tau} \gg \frac{\sigma}{\sqrt{2}}. \end{aligned}$$

Le terme négligé correspond exactement au « fond » calculé au paragraphe précédent pour obtenir le bruit. C'est la grande gaussienne large de la figure 2.15, qu'on supprime en calculant $g(2)$ au lieu de $G(2)$. Ici elle est assez large pour ne pas gêner.

Ce résultat doit encore être moyenné sur le pixel. En effectuant l'intégration et en normalisant par l'aire a^2 du pixel on trouve $g^{(2)}(\tau)$.

$$\begin{aligned} g^{(2)}(\tau) &= \frac{1}{a^2} e^{-\frac{\tau^2}{2\sigma_t^2}} \iint_{-a/2}^{a/2} \left[1 + e^{-\frac{r^2}{2\sigma^2}} \right] d^2\vec{r} \\ &= 1 + 2\pi \frac{\sigma_{\perp}}{a} \frac{\sigma_{\parallel}}{a} \text{Erf} \left(\frac{a}{2\sqrt{2}\sigma_{\perp}} \right) \text{Erf} \left(\frac{a}{2\sqrt{2}\sigma_{\parallel}} \right) e^{-\frac{\tau^2}{2\sigma_t^2}} \quad (2.25) \end{aligned}$$

Erf est la fonction erreur, dont on utilisera les équivalents en zéro et en l'infini : $\text{Erf}(x) \underset{x \rightarrow 0}{\sim} \frac{2}{\sqrt{\pi}} x$ et $\text{Erf}(x) \underset{x \rightarrow \infty}{\sim} 1$. En toute rigueur on aurait dû intégrer $e^{-\frac{r^2}{2\sigma^2}}$ et $e^{-\frac{r^2}{4\Delta^2}}$

séparément avant de faire le rapport des deux. Ceci ne change rien car $a \ll \Delta$ donc $\iint_{\text{pixel}} e^{-\frac{r^2}{4\Delta^2}} = 1$.

Mais surtout, on aurait dû prendre en compte la résolution du détecteur (voir chapitre 3). On vérifie expérimentalement que le détecteur a une fonction d'appareil dont la forme est proche d'une exponentielle d'écart-type $d = 250 \mu\text{m}$. Ceci n'est pas négligeable devant la taille du pixel, qui est $a = 192 \mu\text{m}$. Les gaussiennes sont donc élargies²¹. Elles deviennent

$$e^{-\frac{r^2}{2\sigma^2}} \rightsquigarrow \frac{\sigma}{\sigma'} \cdot e^{-\frac{r^2}{2\sigma'^2}} \quad \text{avec} \quad \sigma' = \sqrt{\sigma^2 + d^2}$$

On corrige donc l'expression 2.25 en

$$g^{(2)}(\tau) = 2\pi \frac{d^2}{a^2} \left[\text{Erf}\left(\frac{a}{2\sqrt{2}d}\right) \right]^2 + 2\pi \frac{\sigma_{\perp}}{a} \frac{\sigma_{\parallel}}{a} \text{Erf}\left(\frac{a}{2\sqrt{2}\sigma'_{\perp}}\right) \text{Erf}\left(\frac{a}{2\sqrt{2}\sigma'_{\parallel}}\right) e^{-\frac{\tau^2}{2\sigma_t^2}} \quad (2.26)$$

Avec les valeurs numériques prises ci-dessus, le premier terme vaut 1 à 5 % près : on peut donc faire $d \gg a$ dans les fonctions Erf et les développer autour de zéro. Sinon, comme on normalise à 1 le signal expérimental, on devrait prendre $\alpha = \frac{\sigma_{\perp}\sigma_{\parallel}}{d^2} \frac{\text{Erf}\left(\frac{a}{2\sqrt{2}\sigma'_{\perp}}\right)}{\text{Erf}\left(\frac{a}{2\sqrt{2}d}\right)} \frac{\text{Erf}\left(\frac{a}{2\sqrt{2}\sigma'_{\parallel}}\right)}{\text{Erf}\left(\frac{a}{2\sqrt{2}d}\right)}$

Ici, ceci se réduit à

$$\alpha = \frac{\sigma_{\perp}}{\sqrt{\sigma_{\perp}^2 + d^2}} \frac{\sigma_{\parallel}}{\sqrt{\sigma_{\parallel}^2 + d^2}} \quad .$$

Tout d'abord, on remarque que $d \gg a$ a fait disparaître a de l'expression finale : ce qui limite la résolution n'est pas la taille du pixel mais l'élargissement par la gaussienne d'écart-type d . On vérifie ensuite que chacune des deux fractions tend vers 1 quand $d \ll \sigma$: la résolution est parfaite. Si $d \gg \sigma$, la fraction est équivalente à $\frac{\sigma}{d} \rightarrow 0$: la résolution est infiniment mauvaise.

En reprenant ici le résultat des calculs précédents, sur la longueur de corrélation et l'expansion des nuages, on doit effectuer le remplacement $\sigma_i = \frac{\lambda_T}{2\sqrt{\pi}} \omega_i t_0$, avec λ_T la longueur thermique de De Broglie, ω la pulsation du piège et t_0 le temps de vol, les indices se reportant à chacune des directions considérées. On prendra pour les applications numériques les valeurs suivantes : $\lambda_T = 0,873 \mu\text{m}$ à $1 \mu\text{K}$, $\omega_{\perp} = 1135 \text{ rad/s}$, $\omega_{\parallel} = 47 \text{ rad/s}$, et $t_0 = 308 \text{ ms}$. Cela donne donc $\sigma_{\perp} = 540 \mu\text{m}$ et $\sigma_{\parallel} = 22 \mu\text{m}$. Il sera donc raisonnable de faire $d \ll \sigma_{\perp}$ et $d \gg \sigma_{\parallel}$. On a alors $\alpha \approx \frac{\sigma_{\parallel}}{d}$. Numériquement, on trouve que cette approximation ne surestime le facteur d'atténuation α que de 10 %. A partir de la formule 2.26, on trouve pour α une valeur de 8,3 %. Quant à la variation de α avec la température, on la tire de la même formule 2.26 en explicitant la dépendance en température, ce qui donne le résultat présenté sur la figure 2.16 après calcul numérique. On trouve la valeur 8 % pour une température de $1 \mu\text{K}$. L'amplitude mesurée du groupement de bosons décroît très vite quand la température augmente. On constate aussi que même un facteur 10 sur la température (et on a moins de marge que cela) n'augmente le facteur que jusqu'à 28 %.

²¹Cependant, on maintient la formule 2.24 car on a $d \ll \Delta$ donc, à l'échelle de la variation de la densité d'atomes, la résolution est parfaite.

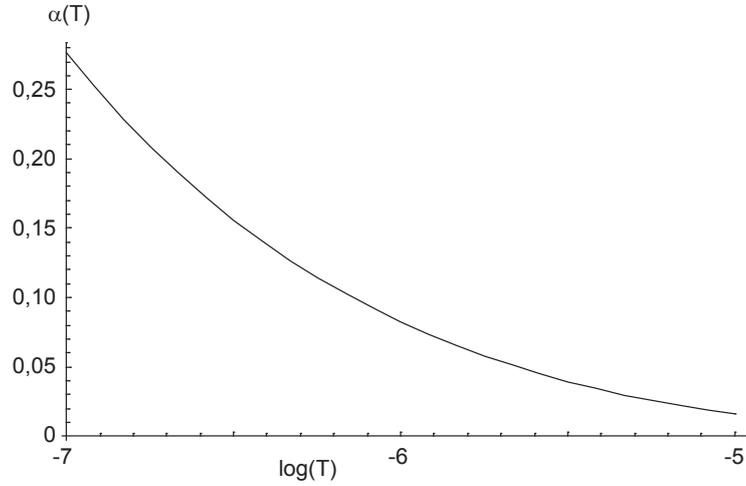


FIG. 2.16 – Facteur d’atténuation du signal α en fonction du logarithme de la température (en Kelvin).

2.3.1.3 Rapport signal à bruit

Le rapport signal à bruit est plus délicat à obtenir. Si l’on suppose que les points sont rangés dans l’histogramme suivant une statistique poissonnienne, alors le rapport signal à bruit est trivial, c’est $\alpha\sqrt{f(\tau)}$. Le facteur α vient du fait que, pour nous, le signal utile est la partie du signal due au groupement et non l’histogramme tout entier.

Cette approximation n’a rien de trivial. Écrire que pour un signal N le bruit relatif est $1/\sqrt{N}$ est correct pour un signal de comptage poissonnien, comme le flux incident sur le détecteur. Par contre, on s’intéresse ici à un signal en N^2 , pour lequel ce genre de formule n’est pas a priori valable. Il faut bien remarquer que, dans la séquence des temps d’arrivées, τ n’est pas le temps entre deux arrivées consécutives, mais la différence entre deux temps, n’importe lesquels. Supposons que l’on considère des temps relatifs τ petits devant le flux incident sur un pixel, c’est-à-dire devant le temps moyen entre deux arrivées sur un même pixel. Dans la zone que l’on regarde, τ est alors équivalent au temps entre deux arrivées consécutives, car le temps entre deux arrivées non-immédiatement consécutives est encore plus grand et a donc encore bien moins de chances de rentrer dans l’histogramme. Si l’on fait cette approximation, on pourrait alors suspecter que l’histogramme représente la fonction délai. Il devrait donc être de la forme $e^{-\tau/C^{\text{ste}}}$, ce qui n’est pas le cas. Mais comme on s’intéresse aux tout premiers canaux, alors la fonction délai se confond avec la fonction de corrélation. On ne considère donc la fonction de corrélation qu’autour de l’origine, et on pourra alors supposer le bruit poissonnien sans incohérence. Notre raisonnement ne vaudra donc que pour le sommet de $f(\tau)$. La taille de nos canaux est de l’ordre de $b = 50 \mu\text{s}$, soit une fraction à peine de la largeur de la fonction de corrélation. Nous pouvons donc utiliser un calcul poissonnien pour les tout premiers canaux.

Dans un de ces canaux, on a environ $b \cdot f(0)$ points. Le rapport signal à bruit ρ y est donc de

$$\rho = \alpha \frac{1}{4\pi^{3/4}} N \frac{a}{\Delta} \sqrt{\frac{b}{\Delta_t}} .$$

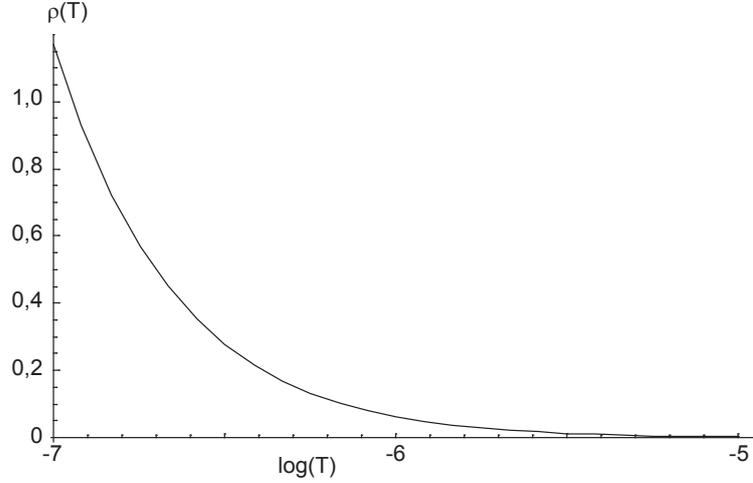


FIG. 2.17 – Rapport signal à bruit attendu pour $N = 5000$ atomes en fonction du logarithme de la température. Le rapport signal à bruit est proportionnel à N .

En particulier, pour $d \ll \sigma_{\perp}$ et $d \gg \sigma_{\parallel}$, cela varie comme $N \cdot T^{-5/4}$. On doit avoir $\Delta = 14$ mm et $\Delta_t = 4,6$ ms à $1 \mu\text{K}$, et on prend $b = 50 \mu\text{s}$. On trouve ainsi $\rho = 1,2 \cdot 10^{-5} N$, ce qui avec environ 5000 atomes par acquisition et une moyenne sur 1000 acquisitions donne un rapport signal à bruit de 2,0. On donne sur la figure 2.17 la variation de ρ en fonction de la température, la variation en fonction de N s'obtenant par simple proportionnalité.

2.3.2 Calcul du rapport signal à bruit pour un nuage condensé

2.3.2.1 Corrélations

Pour un nuage condensé, le même type de calcul peut être mené. On voudrait donc déterminer la forme de la fonction $G^{(2)}$, et trouver le rapport signal à bruit pour les points $G^{(2)}(\tau)$ avec τ petit.

Toutefois, le calcul est un peu plus compliqué. Commençons par définir les notations. La densité des atomes est donnée par

$$\rho(\vec{r}, t) = N_{at} \frac{15}{8\pi} \frac{1}{r_{\perp}^2 r_{\parallel}} \max [0, 1 - (X^2 + Y^2 + Z^2)] \quad \begin{cases} X = \frac{x}{r_{\perp}(t)} \\ Y = \frac{y}{r_{\parallel}(t)} \\ Z = \frac{z - \frac{1}{2}gt^2}{r_{\perp}(t)} \end{cases} \quad (2.27)$$

On note également :

- $d(\vec{r}, t)$ la densité surfacique des atomes sur le détecteur,
- $\phi(t)$ le flux d'atomes sur le détecteur.

A priori, on a

$$d(x, y, t) = \int \rho(x, y, z, t) dz$$

$$\phi(t) \approx gt_0 \iint \rho(x, y, z_0, t) dx dy \quad .$$

En supposant petite la dispersion en vitesse verticale par rapport à la vitesse moyenne de chute gt_0 , on peut écrire $d(x, y, t) \approx d(x, y, t_0)$. On peut aussi assimiler les coordonnées z et t en écrivant $z \approx gt_0(t - t_0)$. On a ainsi :

$$\begin{aligned} \rho(\vec{R}, t) &= N \frac{15}{8\pi} \frac{1}{r_\perp^2 r_\parallel} [1 - (X^2 + Y^2 + T^2)] \\ d(\vec{R}) &= N \frac{5}{2\pi} \frac{1}{r_\perp r_\parallel} [1 - (X^2 + Y^2)]^{3/2} \\ \phi(t) &= N \frac{15}{16} \frac{1}{r_\perp} [1 - T^2]^2 \end{aligned} \quad \left\{ \begin{array}{l} X = \frac{x}{r_\perp} \\ Y = \frac{y}{r_\parallel} \\ T = \frac{t}{gt_0} \end{array} \right. \quad (2.28)$$

où r_\perp et r_\parallel sont calculés en $t = t_0$. Ces expressions devraient être exprimées sous la forme « max(0, expression) » : on a allégé la notation. Comme dans le calcul effectué au 2.3.1, on a supposé que l'expansion se fait en suivant une loi d'échelle. L'approximation $z \approx gt_0 t$ était aussi présente. Il n'y a donc là rien de nouveau.

La difficulté du calcul vient de ce que l'expression 2.28 n'est pas séparable sur les variables (x, y) et t . Or, on doit calculer

$$G^{(2)}(\tau) = \int \dots \int \rho(\vec{R}, T - \tau/2) \rho(\vec{R}', T + \tau/2) dT d\vec{R} d\vec{R}' \quad . \quad (2.29)$$

Il faut donc choisir un ordre pour calculer l'intégrale : intègre-t-on d'abord sur les variables spatiales avant d'intégrer sur T , où bien le contraire ? Le calcul expérimental des corrélations se fait en calculant les corrélations sur un pixel donné, en chaque pixel, puis en moyennant le tout. Cela correspond donc à effectuer un calcul à $\vec{R} = \vec{R}'$ donné, puis à intégrer sur les variables spatiales à la fin. On ne peut donc pas faire $G^{(2)}(\tau) = \int dT \phi(T - \tau/2) \phi(T + \tau/2)$. Cela correspondrait à une autre expérience où on calculerait les corrélations entre temps d'arrivée indépendamment de leur position, par exemple avec un détecteur non-résolu en position. On ne peut pas non plus utiliser la formule 2.29 telle quelle car elle se place dans le cas général où l'on n'a pas forcément $\vec{R} = \vec{R}'$. Avec ce genre d'expériences, on ne pourrait résoudre le groupement de bosons dans le cas thermique, car la longueur de corrélation est trop petite par rapport à la taille du nuage. Pour le nuage thermique, on préfère donc faire $\vec{R} = \vec{R}'$ et faire l'intégration spatiale à la fin. Comme on veut pouvoir comparer les résultats sur le nuage thermique et sur le condensat pur, on doit utiliser la même procédure ici.

Le résultat du calcul pour la forme de l'histogramme, avant l'intégration spatiale, est

$$\begin{aligned} f(\vec{R}, \tau) &= \frac{15}{(2\pi)^2} \left(U - \left| \frac{\tau}{2} \right| \right)^3 \left[U^2 + 3U \left| \frac{\tau}{2} \right| + \left| \frac{\tau}{2} \right|^2 \right] \\ \text{avec } U &= \sqrt{1 - R^2} \in [0, 1] \quad \text{et} \quad \left| \frac{\tau}{2} \right| < U \quad . \end{aligned}$$

On trouve donc finalement :

$$f(\tau) = \frac{15}{14\pi} \left(1 - \left| \frac{\tau}{2} \right| \right)^4 \left[1 + 4 \left| \frac{\tau}{2} \right| + 3 \left| \frac{\tau}{2} \right|^2 + \frac{3}{4} \left| \frac{\tau}{2} \right|^3 \right] \quad \text{avec } \tau \in [-2, 2] \quad . \quad (2.30)$$

On a normalisé ces fonction $f(\vec{R}, \tau)$ et $f(\tau)$ en divisant par $\frac{N^2}{2} \frac{a^4 gt_0}{r_\perp^3 r_\parallel^2}$ la première et $\frac{N^2}{2} \frac{a^2 gt_0}{r_\perp^2 r_\parallel}$ la seconde. La figure 2.18 donne l'allure de la fonction $f(\tau)$.

À titre de comparaison, on donne aussi le résultat de ce que donnerait $f(\tau)$ pour les deux types de mesures évoqués ci-dessus. Pour une expérience où on intégrerait sur tout le détecteur avant de calculer les corrélations, on aurait

$$f_{\text{intégré}}(\tau) = \frac{7}{5} \left(1 - \left| \frac{\tau}{2} \right| \right)^5 \left[1 + 5 \left| \frac{\tau}{2} \right| + 9 \left| \frac{\tau}{2} \right|^2 + 5 \left| \frac{\tau}{2} \right|^3 + \left| \frac{\tau}{2} \right|^4 \right] \quad . \quad (2.31)$$

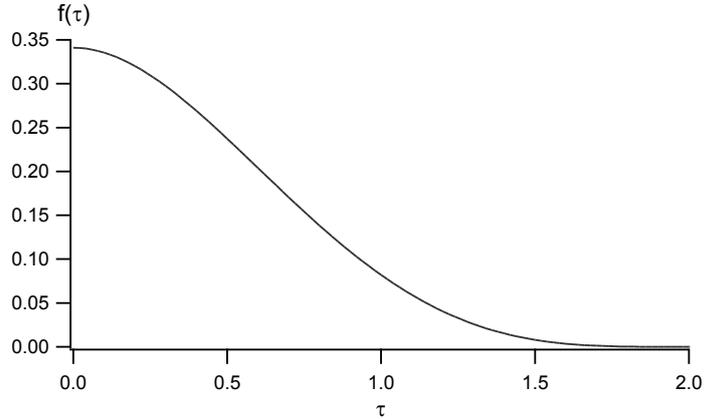


FIG. 2.18 – Allure de l’histogramme $f(\tau)$ attendu expérimentalement pour un condensat pur.

Cela correspond à la courbe en pointillés sur la figure 2.19. La figure montre aussi le

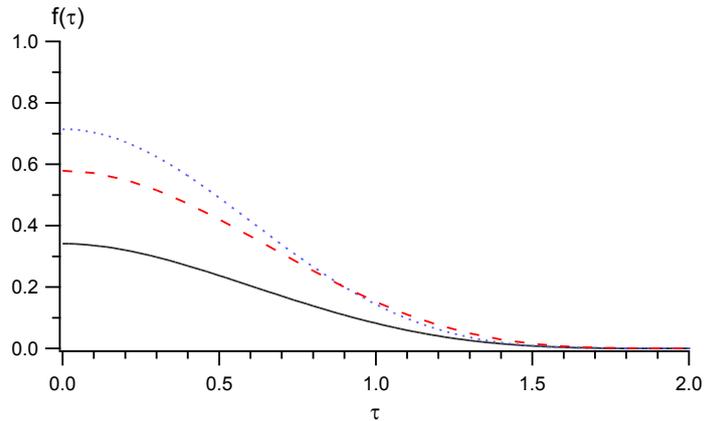


FIG. 2.19 – Comparaison des allures de l’histogramme $f(\tau)$ pour un condensat pur selon l’expérience réalisée. La courbe en trait plein correspond à l’expérience décrite dans ce manuscrit (voir formule 2.30). La courbe en trait pointillé correspond à un détecteur non-résolu en position (voir formule 2.31). La courbe en trait tireté correspond au cas le plus général de corrélations intégrée sur l’espace (formule 2.29). Cette dernière courbe est le résultat d’un calcul numérique.

résultat de ce que donnerait le calcul de la « vraie » fonction $G^{(2)}$, en traits tiretés. Comme dans notre expérience, il s’agit d’une fonction $G^{(2)}$ résolue en position, où l’on intègre sur les dimensions spatiales *après* le calcul des corrélations. Mais dans notre expérience, on ne calcule les corrélations que sur un seul pixel, c’est-à-dire en $\vec{R} = \vec{R}'$: $G^{(2)}(\vec{R}, \vec{R})$. La fonction qui correspond le mieux à l’idée intuitive que l’on se fait de la fonction $G^{(2)}$ est $G^{(2)}(\vec{R}, \vec{R}')$. Il faut alors intégrer sur les deux variables spatiales. Le résultat est encore différent. Comme le calcul exact est plus difficile, on n’en a tracé qu’une évaluation numérique sur la figure 2.19.

On constate que toutes ces fonctions ont une forme différente. Ce n'est pas évident, car on est davantage habitué à manipuler des gaussiennes, qui sont séparables sur toutes les variables, de sorte que le résultat du calcul a toujours la même forme, gaussienne. Seule change alors la largeur. Ici ce n'est pas le cas. La forme change, et on constate même sur la figure 2.19 que l'aire change. Ceci est aussi un effet du fait qu'on intervertit des intégrales alors que les domaines d'intégration ne sont pas bien séparés. Il faut faire bien attention ici à employer la bonne fonction car elles ont des comportements légèrement différents. La façon dont est menée l'expérience rejaille directement sur le signal, en modifiant assez significativement le résultat théorique idéal.

2.3.2.2 Bruit

On calcule le rapport signal à bruit en suivant un cheminement différent de celui du 2.3.1.3, pour les raisons que l'on vient d'exposer : le calcul que l'on a fait dans le cas du nuage thermique est plus simple, mais serait faux dans le cas du condensat. On vient cependant de faire le gros du travail en explicitant la forme de $f(\tau)$. Il n'y a plus qu'à prendre la valeur au centre. En l'occurrence, $f(0) = \frac{15}{14\pi}$. Le signal en 0 vaut donc $\frac{15}{14\pi} \frac{N^2}{2} \frac{a^2 g t_0}{r_\perp^2 r_\parallel}$. Le bruit vaut donc

$$B = N \sqrt{\frac{15}{28\pi} \frac{a^2 b g t_0}{r_\perp^2 r_\parallel}} . \quad (2.32)$$

Notons que r_\perp et r_\parallel sont les rayons du condensat, donc ils dépendent du nombre d'atomes dans le piège N_{at} . La variation avec ce nombre d'atomes ne se résume donc pas au simple facteur N .

Comme dans le cas du nuage thermique, on se restreint aux valeurs faibles de τ pour pouvoir utiliser la formule du bruit poissonnien. Cette fois, ce doit être rigoureusement exact, car on s'attend à ce qu'il n'y ait pas de corrélation au-delà du bruit de grenaille. On pourrait donc se dispenser de cette hypothèse. Cependant, comme le résultat à montrer est précisément cette absence de corrélations (autres que celles d'un flux poissonnien), on prendra les mêmes précautions que dans le cas du nuage thermique. On cherche à observer une déviation du signal expérimental par rapport à la prévision théorique. De la formule 2.32, on tire donc seulement qu'on s'attend à observer expérimentalement une fonction $g^{(2)}$ plate à $1/B$ près.

Notons que la question de la résolution ne se pose pas ici car il n'y a pas de signal de groupement de bosons à observer. La résolution est très bonne à l'échelle où l'on se place, c'est-à-dire celle des variations de densité. En toute rigueur, il faudrait en tenir compte si l'on veut savoir avec quelle marge on exclut la présence d'un effet de groupement de bosons, car s'il existe il sera atténué. C'est pourquoi on opte pour la formulation plus sage : « on observe une courbe plate à $1/B$ près ».

En reprenant la formule 2.13 dans la limite $\omega_\perp t_0 \gg 1$ ($\omega_\perp t_0 = 2200$), on obtient un facteur de dilatation de 6,5 pour le condensat dans la direction parallèle à l'axe du piège. On trouve donc, pour 10^4 atomes dans le piège, $r_\perp = 6,9$ mm et $r_\parallel = 530$ μm . En reprenant les valeurs $a = 192$ μm et $b = 50$ μs , on obtient donc $B = 6,2 \cdot 10^{-3} N$. On suppose $N = 1000$ atomes détectés²² et 1000 acquisitions, on arrive finalement à $1/B = 0,5$ %.

²²ce qui est cohérent avec 10^4 atomes dans le piège, sachant que l'on en détecte environ 10 %

La figure 2.20 montre l'évolution de B en fonction du nombre d'atomes détectés en supposant qu'ils représentent 10 % du nombre d'atomes dans le piège, ce qui modélise l'efficacité de conversion vers le sous-niveau $m = 0$ (voir le 1.3.4.1). Dans la mesure où le nombre d'atomes dans le piège N_{at} est relié au nombre d'atomes détectés N , malgré ce que peut laisser croire la formule 2.32, le bruit n'est pas juste proportionnel au nombre d'atomes détectés comme dans le cas du nuage thermique : si plus d'atomes sont détectés, il y avait plus d'atomes dans le piège, donc le condensat était plus gros, et le rapport signal à bruit est donc un peu moins bon qu'on peut le penser de prime abord. C'est pourquoi je dois fixer une efficacité N/N_{at} (ici 10 %) pour savoir comment cela varie vraiment.

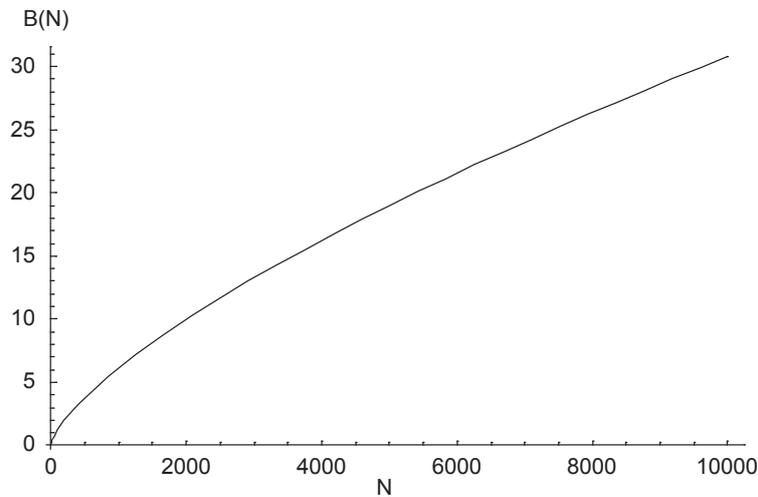


FIG. 2.20 – Bruit attendu sur le signal pour $T = 1 \mu K$ en fonction du nombre d'atomes détectés.

2.3.3 Conclusion

On vient de montrer la faisabilité expérimentale de la mesure du groupement de bosons dans un nuage d'atomes assez loin de la transition de phase vers le condensat. Dans ce cas, le signal doit passer par dessus le bruit au terme d'une accumulation sur un nombre raisonnable d'acquisitions. 1000 acquisitions représentent quelques jours de prise de données.

De plus, on a pris pour les applications numériques des valeurs assez faibles pour N . Cela vient de ce que le détecteur sature pour des flux d'atomes trop élevés, et les chiffres donnés correspondent à des temps de vol typiques, pour lesquels on est sûrs de ne pas saturer. Il serait possible de faire beaucoup mieux si le détecteur supportait des flux plus importants.

La prévision sur le nuage thermique s'est révélée assez juste expérimentalement : on a finalement observé le signal pour un nombre d'acquisitions et un nombre d'atomes détectés comparables. On se reportera à l'article [55] pour le résultat, et pour les détails on consultera la thèse de Martijn Schellekens²³. Le facteur d'atténuation trouvé expé-

²³qui devrait être disponible à l'automne 2006

rimentalement est plutôt autour de 6 % à 1 μK . Mais de la façon dont l'expérience est faite (le détecteur est tourn e de 45 degrés), il faudrait faire $d \curvearrowright d\sqrt{2}$. Dans ce cas la prévision devient 6,3 %.

On a vu aussi qu'en faisant l'expérience sur un condensat pur on doit pouvoir mettre en évidence l'absence de groupement en restant dans le même ordre de grandeur quant au nombre d'acquisitions sur lesquelles il faut intégrer.

En revanche, la prévision sur le condensat n'a pas pu être v erifi e expérimentalement. On a bien observé un signal expérimental. Mais son traitement a dû suivre une procédure plus compliqu e que celle décrite dans cette partie en raison de difficultés expérimentales. La saturation du détecteur a été telle que les acquisitions de temps de vol de condensats ont montr e un profil très d eform e. Dans ce cas, le calcul qui a été pr esent e dans cette section n'est plus valable : on a vu qu'il était très dépendant de la forme de la densité d'atomes $\rho(\vec{r}, t)$. Le calcul garde néanmoins son intérêt car nous travaillons à l'amélioration du détecteur, afin de parvenir à un régime où on pourra détecter des condensats sans saturation.

Ceci nous amène naturellement au chapitre suivant, dont l'objet est d'étudier le détecteur, et en particulier sa saturation.

Un détecteur sensible en position

Le détecteur est au centre de l'évolution du montage expérimental que nous avons faite. C'est à cause de lui, et de la place qu'il prend sous vide, que nous avons dû réaliser les modifications décrites au chapitre suivant. Le mode de détection était déjà la spécificité de notre montage. Peu de monde utilise des galettes à micro-canaux sur des montages capables d'atteindre la condensation de Bose-Einstein. Nous avons déjà choisi de tirer parti de cette originalité pour réaliser des mesures réservées à ce type de détection[63, 60]. Ce choix a été réaffirmé en adaptant le montage pour permettre de faire évoluer le détecteur. C'est donc lui qui détermine une bonne part des potentialités du montage. Il mérite bien un chapitre.

L'intérêt des galettes à micro-canaux (MCP) est la possibilité de faire facilement du comptage de particules. Faire du comptage par des méthodes optiques est difficile si le nombre d'événements à compter est trop important. Tout au moins si l'on utilise des caméras CCD, afin d'obtenir des images résolues en 2D. Sinon, on retombe tout de suite sur des techniques de multiplication d'électrons. Plutôt que d'utiliser un photomultiplicateur, qui ne permet pas de résolution spatiale, nous prenons des galettes à micro-canaux qui permettent de détecter directement les atomes, et permettent aussi de conserver la résolution spatiale (voir 3.1). Originellement, les galettes à micro-canaux ont été choisies car, parmi les multiplicateurs d'électrons, ceux-ci ont aussi l'avantage de pouvoir fonctionner dans des champs magnétiques. Actuellement, nous n'utilisons plus cette particularité, car le détecteur est plus loin du centre du piège (46,5 cm contre 5 cm auparavant) et les lignes à retard, elles, posent problème si elles sont dans un champ magnétique : cela peut déformer l'image (voir le 3.1.1 pour la présentation des lignes à retard).

L'utilisation des galettes à micro-canaux est cependant restreinte à quelques cas particuliers. En effet, il faut que l'atome à détecter soit métastable, ce sans quoi il n'aura pas l'énergie suffisante pour arracher le premier électron. On pourrait aussi ioniser les atomes et les attirer vers le détecteur ; c'est nettement moins simple. Pour travailler sur des condensats de Bose-Einstein, pour l'instant cela limite le choix à l'hélium. Pour autant, on peut faire des mesures *de comptage* sur d'autres types d'atomes. Les expériences des groupes de Mayence[52] et du NIST [53] le montrent¹. Ce ne sont pas des expériences *en comptage*, mais des expériences *de comptage* (d'atomes). La mesure avec une caméra CCD compte en effet des photons, mais pas individuellement. Elle permet des mesures de comptage mais elle ne permet pas d'accéder à l'information correspondant à la donnée de tous les temps d'arrivée. On ne mesure que des nombres d'événement, ou encore des densités. Puis, les fluctuations de ces mesures sont interprétées par rapport à un bruit de comptage. Avec notre système, nous espérons pouvoir observer d'autres effets inaccessibles à ces expériences, des mesures qui utilisent vraiment la donnée de tous les temps d'arrivée. On peut penser notamment à des expériences de corrélation —

¹voir aussi l'article théorique [51], et l'expérience à venir de Trebbia et alii [56].

autres que celle que nous faisons actuellement. On peut penser par exemple à l'étude des produits de collision, ce qui serait une autre façon de les aborder (par rapport aux expériences décrites dans les références du 1.2.2).

Hors cet avantage, qui fait des détecteurs à galettes de micro-canaux un outil naturel pour mesurer des corrélations en intensité de tous ordres, il y a aussi le problème de l'imagerie. Les images en absorption sont intrinsèquement des images 2D². Les galettes à micro-canaux donnent accès à la troisième dimension, non pas sous forme intégrée comme ce qu'on obtient en superposant deux images 2D prises sous deux axes différents, mais avec directement les trois coordonnées, x , y et z . La troisième coordonnée est a priori impossible à obtenir en absorption, et très difficile à obtenir avec des MCPs couplés à une caméra : la résolution temporelle est bien trop faible (voir 3.1.1.1). C'est au contraire le point fort d'un détecteur composé de MCPs et de lignes à retard : la résolution temporelle est pour ainsi dire quasi-parfaite. Dans la mesure où le temps de chute revient à une mesure sur l'axe vertical, cela donne donc une résolution « spatiale » quasi-parfaite dans cette direction. Tout le pari consiste à supposer que la technologie évoluera assez vite pour que la résolution spatiale (sur x et y), actuellement inférieure, deviendra comparable.

Une fois qu'a été fait le choix des lignes à retard (3.1.1.1), il restait à les mettre en place, à les étudier et les calibrer. Ce chapitre décrit le fonctionnement de ce système (3.1), précise le montage électronique (3.2) et en particulier ses réglages, puis montre le résultat de premières calibrations (3.3).

3.1 Principe de fonctionnement

Comme l'ancien détecteur, le nouveau utilise lui aussi des galettes à micro-canaux. Chaque particule incidente qui arrache un électron à leur surface provoque une avalanche dans le micro-canal concerné. Sur la face de sortie, ceci résulte en un petit jet d'électrons. Il faut ensuite collecter cette impulsion électronique ; c'est là où les deux détecteurs diffèrent. L'ancien détecteur récupérait les électrons sur une anode constituée d'une surface métallique polarisée positivement. Le nouveau détecteur utilise comme anode un système de lignes à retard. Les deux détecteurs sont schématiquement comparés sur la figure 3.1. Les lignes à retard sont schématisées à droite, juste sous le MCP. L'avantage de disposer de lignes à retard est que cela permet de mesurer la position de l'impact de l'impulsion électronique sur l'anode. Donc la mesure devient résolue en position. L'ancien détecteur permettait déjà une très bonne résolution temporelle, avec le nouveau, a priori, on a cette fois accès à toute l'information.

3.1.1 Les lignes à retard

3.1.1.1 Pourquoi des lignes à retard ?

Les lignes à retard sont mises à un potentiel positif. Elles attirent les électrons, lesquels forment donc une impulsion électrique qu'il s'agit ensuite de détecter. La fonction première des lignes à retard est donc de collecter les électrons. C'est une anode. Mais celle-ci est sensible en position.

²Observer en 2D plutôt qu'en 3D ne conduit pas toujours à faire une moyenne. Il suffit que la troisième coordonnée soit physiquement gelée, comme dans le cas des gaz 1D, 2D, ou au moins très fortement anisotropes. Mais cela restreint le champ des expériences accessibles.

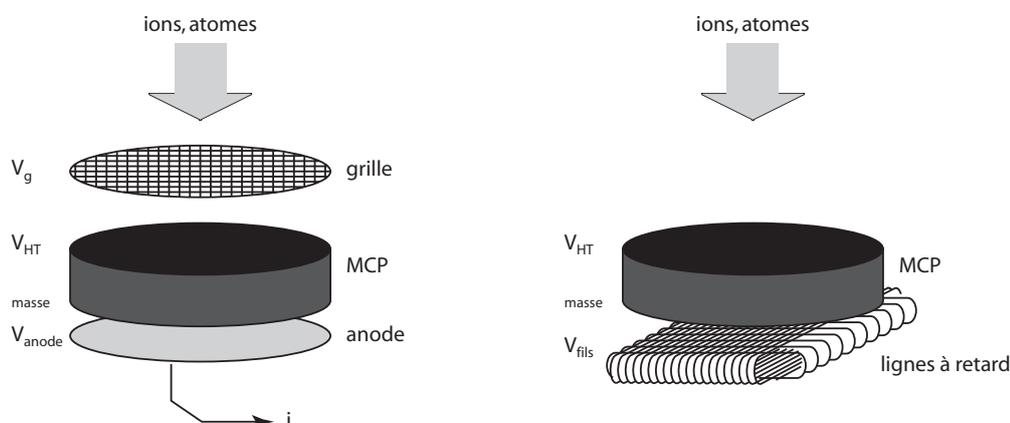


FIG. 3.1 – Comparaison des deux détecteurs. L’anode de l’ancien détecteur (à gauche) est une simple plaque métallique. L’anode du nouveau (à droite) est composée de lignes à retard. On a aussi retiré la grille.

D’autres moyens existent pour détecter les électrons. Le plus courant est sûrement l’écran phosphorescent. L’idée est de convertir l’impulsion d’électrons en impulsion lumineuse. Il est ensuite facile de détecter où et quand ce signal a été émis. Il suffit de disposer d’une caméra. La résolution spatiale sera alors donnée par la résolution du système d’imagerie. Cette résolution peut être très bonne, en tout cas bien suffisante pour nos besoins. C’est une solution technique d’autant plus séduisante qu’elle est éprouvée : on sait que ces écrans sont compatibles avec l’ultra-vide et sont étuvables jusqu’à 400 °C (350 °C avec la galette, les connexions et les autres éléments de montage).

Le problème de ce schéma de détection, utilisant une caméra, n’est pas dans la résolution spatiale, mais dans la résolution temporelle. Voyons les échelles de temps mises en cause. Le temps de retour à l’équilibre de la portion éclairée de l’écran de phosphore est de l’ordre de la milliseconde, jusqu’à 100 ns dans le meilleur des cas³. La caméra, elle, aura un temps d’exposition minimum de quelques microsecondes, mais une fréquence maximum bien inférieure, de l’ordre de la milliseconde. De toutes ces caractéristiques temporelles, c’est cette dernière qui nous limite. La fréquence est bien trop faible pour une résolution temporelle correcte. Lors d’un temps de vol, un nuage froid arrive sur le détecteur sur une fenêtre d’environ 10 ms. Nous n’aurions donc qu’une dizaine d’images. C’est vraiment la limite pour résoudre correctement le profil de densité. Quant à résoudre le temps de cohérence, de l’ordre de la centaine de microsecondes dans notre cas, on n’y est pas. Cependant, mieux vaut rester prudent car la technologie évolue vite.

Le système à lignes à retard que nous utilisons résout 400 ps, ce qui est large. C’est la résolution spatiale qui est moins bonne avec des lignes à retard (200 μm au lieu de 10 μm). Mais quand même les deux types de détecteurs finiraient par se rejoindre au niveau de la résolution, dans quelques années, les lignes à retard restent moins bruitées. C’est en l’état actuel une limitation pour des mesures de nombre d’événements faibles,

³source : site internet de Proxitronic.

même pour des temps d'exposition courts.

Il existe encore d'autres solutions techniques. Fonctionnant sur un tout autre principe, il y a les anodes résistives. La résolution spatiale peut atteindre la gamme des $60 \mu\text{m}$ [97]. Mais il est tout juste possible d'atteindre des fréquences de comptage de l'ordre du mégahertz[98]. On gagne donc en résolution spatiale (nous n'avons que $200 \mu\text{m}$ au mieux), mais on perd sur le temps mort (le taux de comptage). Ici, c'est l'anode qui nous limiterait. Avec des lignes à retard, c'est au contraire le temps mort des galettes qui nous limite. Sur le flux instantané, nous pouvons même monter bien plus haut : le temps mort ultime est celui de l'électronique, qui vaut 30 ns (voir 3.2.2).

Finalement, nous avons préféré employer des lignes à retard⁴. Nous verrons que la résolution spatiale attendue est de l'ordre de quelques centaines de microns, ce qui est tout juste suffisant. Par contre, ce système ne pose pas plus de problème de résolution temporelle que notre ancien système (avec une anode métallique uniforme) : la résolution temporelle est de l'ordre de quelques centaines de picosecondes. La limitation sur le temps mort reste la même. Au fond, le seul changement consiste à ajouter la résolution spatiale. Le prochain paragraphe décrit comment.

3.1.1.2 Principe des lignes à retard

Commençons par donner le principe de fonctionnement d'une ligne à retard idéale composée d'un seul fil, rectiligne. La figure 3.2 en donne une illustration. Les électrons

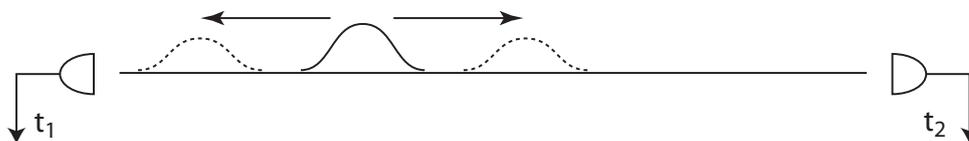


FIG. 3.2 – Principe simplifié du fonctionnement d'une ligne à retard. L'impulsion électrique se propage vers chaque extrémité. La différence entre les deux temps d'arrivée donne la position de l'impact initial.

créent une impulsion de charge en arrivant sur la ligne. Celle-ci excite deux impulsions électriques, qui se propagent en sens inverse, chacune vers une extrémité de la ligne ; le détecteur en bout de ligne mesure le temps d'arrivée de l'impulsion. Traiter l'information est simple. Le temps moyen d'arrivée donne l'instant de l'impact initial. Et la différence entre les deux temps donne la différence de chemin parcouru : c'est-à-dire le double de la position de l'impact par rapport au milieu de la ligne.

Dans les faits, une ligne à retard est plutôt constituée de deux fils parallèles. Au paragraphe 3.2.2.1 nous verrons l'intérêt de ce dédoublement.

Pour obtenir la résolution spatiale en deux dimensions, il suffit donc de croiser deux lignes à retard, sur x et y . Avec cette image naïve de la ligne à retard rectiligne, on pourrait s'attendre à ce qu'il faille plutôt tisser un réseau de lignes à retard. On retrouve le même problème que celui qui s'est posé pour les chambre à fils, il y a quelques dizaines d'années. On utilise un fil bobiné. Pour le justifier, examinons la question de la vitesse de propagation des impulsions, qui intervient évidemment dans le calcul de la différence de chemin parcouru à partir des temps d'arrivée. C'est la résolution temporelle des

⁴Nos lignes à retard ont été conçues et réalisées par RoentDek[95, 96].

détecteurs en bout de ligne qui fixe la résolution spatiale, à un facteur près : la vitesse de propagation. Elle est bien trop grande. Pour ralentir la progression des impulsions et donc augmenter d'autant la résolution spatiale on bobine chaque fil comme illustré sur la figure 3.3. Dans notre cas il y a de l'ordre de 100 tours de fil : la vitesse effective est

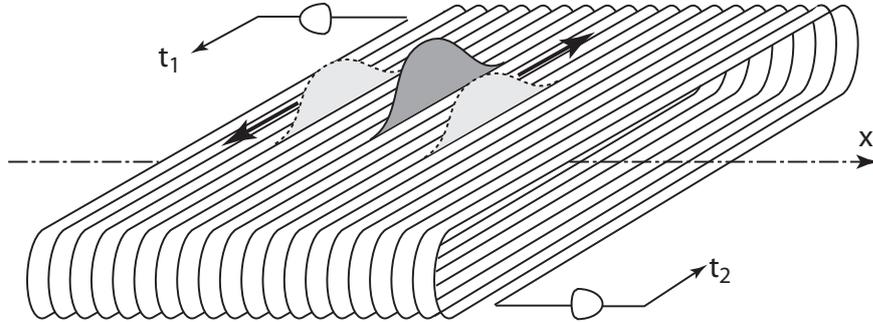


FIG. 3.3 – Bobinage d'une ligne à retard. Le bobinage allonge considérablement la distance à parcourir. L'impulsion se propage à la même vitesse dans le fil, mais la vitesse de propagation effective, le long de l'axe x , est diminuée.

de l'ordre de 100 fois plus faible. Sans cela notre résolution d'environ $200 \mu\text{m}$ passerait donc à plusieurs millimètres. Comme on le voit sur la figure 3.3, les bobines enroulées pour faire des lignes sur y donnent la position sur x . Notons aussi que les axes x et y sont posés ici pour simplifier le problème, mais en réalité le détecteur est tourné de 45° par rapport aux axes propres du piège.

Dernier détail sur le bobinage : il suppose aussi qu'on rajoute une plaque métallique, au centre du bobinage, comme sur la figure 3.7. En effet, si l'on se contente d'un schéma comme celui de la figure 3.3, les électrons qui n'auraient pas fini leur course sur la couche du dessus traverseraient vers la couche du dessous où ils produiraient une autre impulsion, perturbant le signal.

3.1.1.3 Résolutions spatiale et temporelle

La question de la résolution, telle qu'elle vient d'être abordée, a été très largement simplifiée. On a supposé un bobinage parfait. Dans ce cas, si les fils sont infiniment fins et jointifs, alors en effet on se ramène au cas d'une ligne à retard avec un fil rectiligne et une vitesse de propagation effective. Mais les fils ont un conducteur épais et deux tours de fil successifs sont isolés l'un de l'autre. Le constructeur des lignes à retard⁵ n'a pas pu mettre plus d'environ 100 tours de fil sur une longueur totale de 80 mm. Chaque tour de fil est donc espacé d'environ $800 \mu\text{m}$ de ses voisins immédiats.

Poussons le raisonnement à l'extrême dans ce sens. La figure 3.4 schématise le problème. Sur la figure de gauche, le problème de la résolution se limite à savoir sur quel tour de fil est tombé l'impulsion d'électrons. La résolution n'est donc plus limitée du tout par le détecteur qui mesure les temps d'arrivée (pour peu qu'il permette de résoudre deux tours de fil successifs, ce qui est le cas). Elle est limitée par l'espacement entre les fils.

Mais on se trouve en réalité dans le cas de la figure de droite. En effet, les électrons parviennent aux lignes à retard sous forme d'une impulsion assez étendue. Il y a deux

⁵Les lignes à retard ont été achetées déjà bobinées chez RoentDek.

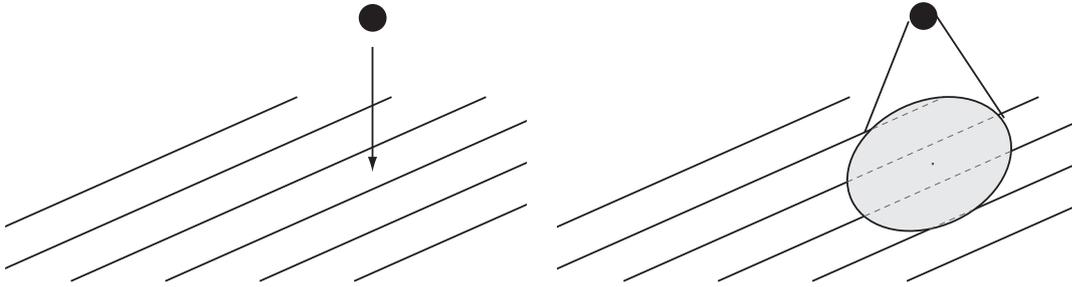


FIG. 3.4 – Limite de résolution due au bobinage. A gauche, la résolution ne peut être meilleure que l'espacement entre les fils. A droite, on peut extrapoler entre les fils pour augmenter la résolution (voir le texte).

raisons à cela. La première est que plusieurs micro-canaux peuvent contribuer, et non un seul, ne serait-ce qu'à cause du fait qu'il y a deux galettes. Cela donne donc une largeur de quelques dizaines de microns, ce qui reste très faible. La seconde et la principale est que le faisceau d'électrons diverge. Il couvre donc plusieurs tours de fils à la fois.

Cela n'a rien de dommageable. La résolution n'est pas diminuée, au contraire. Car les différentes impulsions électriques générées sur les tours de fil couverts par le faisceau d'électrons, en se propageant vers l'extrémité du fil, s'étalent et se recouvrent les unes les autres. Il ne reste donc plus à la fin qu'une seule grosse impulsion moyenne. Et le centre de cette impulsion moyenne peut se trouver entre les fils. Dans cette limite, donc, plus nombreux sont les fils couverts par l'impulsion, meilleure sera l'extrapolation. La résolution spatiale redevient donc en majeure partie limitée par la résolution temporelle des détecteurs.

Pour une ligne à retard donnée, la vraie résolution, tout compris, dépendra donc de la rapidité de l'électronique d'une part, et d'autre part du nombre de tours de fils couverts par le faisceau d'électrons issus des galettes. Dans notre cas, la résolution est de $250 \mu\text{m}$. On est donc bien dans le régime où chaque impulsion couvre de nombreux fils.

Notre valeur de la résolution a été déterminée en supposant que chacune des quatre mesures de temps est entachée d'une certaine erreur (quadratique) σ , prise gaussienne et indépendante pour chaque temps. La résolution est alors $\sigma/\sqrt{2}$. Pour déterminer expérimentalement la valeur de cette erreur, on a tracé la distribution de la différence des temps moyens d'arrivée sur chacune des deux lignes à retard. Ceci donne également une gaussienne de largeur σ . On trouve ainsi une résolution de $250 \mu\text{m}$. Cette valeur est corroborée par la mesure des corrélations que nous avons faite, et qui montre que le groupement de bosons a une amplitude compatible avec cette valeur de la résolution[55]. Pour autant, tout n'est pas compris. La mesure de la longueur de corrélation sur l'axe du piège est très largement dominée par la résolution ($22 \mu\text{m}$ contre 250). Elle doit donc redonner la valeur de la résolution, à un facteur $\sqrt{2}$ près qui est dû à l'angle d'inclinaison de l'axe du piège par rapport aux axes propres du détecteur. On devrait trouver $350 \mu\text{m}$, et on trouve $450 \mu\text{m}$. Cet effet n'est pas encore compris.

Quant à la résolution temporelle, elle subit deux influences. D'une part la rapidité de l'électronique, qui fixe la résolution du codage du temps. Cela vaut 400 ps . D'autre

part, on doit tenir compte des fluctuations du temps de réponse, ce qui rajoute 550 ps environ (voir le paragraphe 3.1.2.2).

C'est cette résolution de 400 ps qui nous limite aussi actuellement pour la résolution spatiale. Cette limitation commune lie les résolutions spatiales et temporelles. Pour autant, apportons une précision : quand nous avons dit que le système des lignes à retard permet de ramener la question de la résolution spatiale à celle de la résolution temporelle, il s'agissait bien de la résolution temporelle de l'électronique, c'est-à-dire du codage du temps. Les fluctuations du temps de réponse des galettes, pour toutes dommageables qu'elles soient pour la résolution temporelle du détecteur, n'affectent pas sa résolution spatiale.

Nous sommes donc limités par la rapidité de l'électronique, et donc nous croyons légitime d'espérer améliorer la résolution spatiale en passant à une version améliorée de l'électronique qui descende sous les 400 ps. C'est la direction que nous poursuivrons.

3.1.2 La galette

Le principe de fonctionnement d'une galette à micro-canaux a déjà été exposé au 1.3.4.2. On va se contenter d'une comparaison technique des deux galettes, pour l'ancien et le nouveau détecteur. La documentation technique sur ces galettes est disponible auprès des constructeurs : Hamamatsu[92, 91] pour l'ancien détecteur (référence F 4655), Burle[94] pour le nouveau (référence 33845).

3.1.2.1 Distribution de hauteur d'impulsion

Ces deux types de galette, ancienne et nouvelle, sont montés par deux en chevron ; il n'y a donc pas de différence à attendre de ce côté-là. La distribution de hauteur d'impulsion pourrait être améliorée en rajoutant une troisième galette : plus on ajoute de galettes, plus on est sûr que la dernière sature. Ceci doit diminuer la largeur de la distribution de hauteur de coups, et réduire un peu le bruit de fond[91]. Le montage reste assez classique jusqu'à trois galettes consécutives. Dans notre cas, il n'y en a que deux, montées en chevron. Dans une simple configuration en chevron, la référence [90] indique comme classique une largeur⁶ de l'ordre de 150 %.

Pour la galette Hamamatsu, la documentation [92] ne fournit pas de courbe de calibration pour la distribution de hauteur de coups. Chez le même fabricant, on dispose des références [93] et [91]. Cela nous permet d'espérer 80 %[93] avec la valeur de haute tension utilisée, et 30 % à la tension maximum de 2,5 kV. On a mesuré 45 %[84]. Ceci semble plus en accord avec la référence [91] qui garantit une largeur inférieure à 50 %.

Pour la nouvelle galette, de chez Burle, on verra au 3.2.2.2 nos problèmes de mesure. Nous ne trouvons pas de valeur définitive pour la largeur. Nous en resterons donc à la valeur constructeur de 93 %[94]. Cette valeur est plus mauvaise que pour l'ancienne galette. La référence [91] donne elle aussi des valeurs similaires pour la plupart des galettes Hamamatsu. En fait, pour l'ancienne galette nous avons bénéficié d'un modèle « compact » particulièrement optimisé. Malheureusement, ce type de galette est de petit diamètre, et les performances tiennent sûrement pour une bonne part au fait que l'ensemble galettes/anode/connexions est solidaire, livré tout monté. En passant aux anodes à lignes à retard, nous devons donc accepter ces performances moindres.

⁶C'est traditionnellement une largeur totale à mi-hauteur, exprimée en pourcentage par rapport à la position du maximum.

Pour le bruit de fond en comptage (« dark counting rate »), la référence [92] donne une valeur inférieure à 3 cps/cm²/s. La référence [90] donne une valeur générique de 1 cp/cm²/s pour les galettes à micro-canaux. Pour un temps d'observation typique de 100 ms, cela donne environ 0,1 événement pour l'ancien détecteur, et 5 pour le nouveau. Expérimentalement on constate que, pour l'ancien détecteur, le bruit de fond n'excédait pas quelques événements par seconde. Pour le nouveau, on mesure un maximum de 140 cps/cm²/s, très au-dessus de la valeur attendue, mais nous pensons que les galettes ont été détériorées (voir 3.3.2).

On résume dans les tableaux 3.1 et 3.2 ce qui concerne la largeur de la distribution de hauteur d'impulsions, et le bruit de fond en comptage.

| | |
|-----------------------------|--------------|
| Hamamatsu : valeur garantie | $\leq 50 \%$ |
| Hamamatsu : valeur mesurée | $\leq 45 \%$ |
| Burle : valeur garantie | 93 % |
| Burle : valeur mesurée | / |

TAB. 3.1 – *Largeur de la distribution de hauteur d'impulsions.*

| | |
|--|------------|
| Hamamatsu : valeur garantie (cps/cm ² /s) | $\leq 1,8$ |
| Hamamatsu : valeur mesurée (cps/cm ² /s) | ≤ 3 |
| Burle : valeur garantie (cps/cm ² /s) | 0,4 |
| Burle : valeur mesurée (cps/cm ² /s) | ≤ 140 |

TAB. 3.2 – *Bruit de fond de comptage.*

3.1.2.2 Temps caractéristiques

Nous pouvons comparer les propriétés électriques pour dégager les temps caractéristiques des deux types de galettes. Il s'agit du temps de réponse d'une galette, et du temps de rechargement des canaux (et donc du temps mort), qui limite le flux mesurable. La longueur du développement qui va suivre sur la saturation vient de l'importance que revêt pour nous la maîtrise de cet effet.

Une étude de la saturation avait déjà été menée sur l'ancien détecteur[84]. Nous la reprenons ici d'une autre manière, en approfondissant l'étude « théorique ». Nous allons notamment revisiter le critère utilisé pour déterminer à partir de quel flux incident on sature la détection, afin de le remplacer par un autre critère plus performant. Ceci n'a que peu d'intérêt en ce qui concerne l'ancien détecteur puisque des résultats expérimentaux sont déjà disponibles. En revanche, nous n'avons pas encore étudié le nouveau détecteur, et nous avons besoin de prévoir ses performances. L'idée est donc d'extrapoler notre connaissance de l'ancien détecteur au cas du nouveau. Dans l'immédiat, cela permet l'interprétation de nos résultats et fournit des mises en garde. Dans l'avenir, cela permettra aussi de choisir plus finement les galettes à micro-canaux lorsque celles-ci seront remplacées. Ce devrait bientôt être le cas.

Temps de réponse

Le temps de réponse d'une galette est une caractéristique qui ne nous intéresse pas pour sa valeur absolue, car cela revient juste à un décalage de tous les temps mesurés, ce qui n'a aucune influence sur nos mesures. En revanche, on doit s'intéresser aux

variations de ce temps : les fluctuations du temps de réponse (le « jitter ») donnent une incertitude sur les mesures de temps. Il ne s'agit pas de la largeur de l'impulsion, mais des fluctuations d'une impulsion à l'autre de la position du maximum d'amplitude, telle que la donne le détecteur. L'origine physique du temps de réponse d'une galette est le temps de transit des électrons. Lorsqu'une particule arrive sur le détecteur, l'avalanche d'électrons qui se déclenche n'est pas instantanée. Le premier électron émis est accéléré par la haute tension et prend un peu de temps avant de s'écraser sur la paroi. Et ainsi de suite pour toutes les étapes suivantes de l'amplification. Les fluctuations du temps de transit des électrons viennent de ce que les trajectoires des électrons ne sont pas fixes, et même le nombre d'étapes successives dans l'amplification peut varier.

La référence [90] fait état de largeurs⁷ de quelques centaines de ps. Mais il est difficile d'extrapoler cette valeur à nos galettes, assez différentes. En revanche, la référence [95] donne une valeur de 550 ps pour une galette assez semblable : montage en chevron, même tension de polarisation, même rapport d'anisotropie « L/D » pour les canaux. Ce sont les facteurs que la référence [90] cite comme devant déterminer le « jitter ». Nous pouvons donc supposer que cette valeur est la bonne pour nos galettes aussi.

Ces fluctuations du temps de réponse sont gênantes dans la mesure où elle limitent la résolution temporelle de la détection. Pour nous, cela n'est pas très important. Il faut combiner ces 550 ps aux 400 ps induits par le codage discret du temps. Cela reste du même ordre de grandeur, très petit devant les échelles de temps que l'on cherche à mesurer, de l'ordre de la μs . Le problème de la résolution spatiale est différent. Nous sommes clairement limités par ces 400 ps de résolution temporelle (voir 3.1.1.3). Mais nous ne procédons qu'à des mesures de différence de temps (voir 3.1.1). Or, dans nos calculs $t_1 - t_2$, ces fluctuations du temps de réponse n'affectent pas indépendamment t_1 et t_2 . Au contraire, c'est chaque fois, pour chaque événement donné, strictement la même erreur sur les temps absolus t_1 et t_2 . Donc ce bruit est rejeté par la détection. Au final, ce « jitter » n'est donc pour nous que de peu d'importance tant qu'on s'intéresse à la position des impulsions.

Un premier test qui peut donner une idée de la valeur de ce « jitter » est d'étudier le temps de transit : on trace la distribution de la différence entre le temps d'arrivée sur les lignes à retard $((t_1 + t_2)/2$, voir le 3.1.1) et le temps d'arrivée sur la première galette. Cela donne une largeur totale à mi-hauteur d'un peu plus de 2 ns, ce qui est bien plus grand. Cependant, cette valeur reste préliminaire, et il faudrait sans doute la corriger d'effets systématiques qui élargissent la distribution, comme le fait que la valeur moyenne de cette différence de temps dépend de la position du pixel. Cette première correction ramène la valeur autour de 1 ns. Cette étude est liée à l'étude de la résolution et de la fiabilité de notre algorithme de reconstruction des positions des atomes, et elle doit donc être poursuivie.

Temps mort : constante de temps électronique

On a argumenté au 1.3.4.4 l'importance du temps mort sur notre détection. Une première caractéristique qui permet d'évaluer ce temps mort est le temps de réponse électronique des galettes en tant que circuit électronique. Comme schématisé sur la figure 1.19, les galettes sont assimilables à un circuit RC . Nous pouvons donc évaluer indépendamment R et C pour déterminer la constante de temps $\tau = RC$.

Commençons par la résistance. La résistance de l'ancienne paire de galettes nous est connue par la référence [84] qui l'estime à 120 M Ω . La résistance de la nouvelle se déter-

⁷largeur totale à mi-hauteur

mine simplement grâce au courant de fuite, mesuré à tension donnée. Le constructeur[94] donne pour l'ensemble des deux galettes montées en chevron la valeur $45,0 \mu\text{A}$ à 2400 V . C'est cohérent avec sa mesure du courant de fuite sur chaque galette indépendamment ($45,3$ et $46,0 \mu\text{A}$ à 1200 V : les deux galettes ont une résistance légèrement différente). On aboutit à une résistance de $53 \text{ M}\Omega$.

Il est surprenant que la différence de résistance soit si faible entre les deux jeux de galettes. Les nouvelles galettes ont un diamètre $5,52$ fois plus grand, et n'ont que $1,17$ fois plus de « trous » (surface totale des micro-canaux par rapport à la surface totale de la galette) : ceci devrait conduire à une résistance 26 fois plus faible. Il y a un facteur 10 d'écart. Les matériaux utilisés sont sans doute différents, mais on peut douter qu'ils expliquent toute la différence. Nous n'avons pas de calibration du fournisseur pour l'ancien type de galette. La documentation du fournisseur [91] donne $R \approx 400 \text{ M}\Omega$ comme valeur typique pour deux galettes à micro-canaux de diamètre 20 mm , ce qui donne $760 \text{ M}\Omega$ dans notre cas, compte tenu de la différence de surface. La référence la plus récente [91] donne encore $200 \text{ M}\Omega$ comme résistance usuelle (c'est-à-dire qu'elle peut être inférieure à condition de le demander spécialement), sachant que les diamètres de galettes sont tous supérieurs à 20 mm (hormis pour notre modèle, spécialement petit). On s'attend donc plutôt à une valeur de l'ordre de $700 \text{ M}\Omega$ plus compatible avec celle des nouvelles galettes. Le matériau des anciennes galettes serait donc 26 fois moins résistif que celui des nouvelles ! Nous ne nous attendions pas à une pareille différence.

La capacité des galettes n'est pas donnée par les constructeurs. On l'estime donc à partir des données que l'on a sur la permittivité électrique relative des matériaux utilisés. La référence [90] considère standard l'utilisation du verre Corning 8161, de constante diélectrique $\varepsilon = 8,3$. En modélisant chacune des deux galettes par un condensateur de verre en parallèle avec un condensateur d'air, on trouve les valeurs reportées dans le tableau 3.3. Les vraies valeurs peuvent être un peu différentes si les constructeurs ont utilisé d'autres matériaux, cherchant à améliorer les caractéristiques en diminuant la résistivité. Les valeurs de résistance semblent nous indiquer que c'est le cas. On ne retirera donc de ce chiffrage que l'ordre de grandeur.

| galette | | Hamamatsu | Burle |
|---------------------------|---------------|-----------|-------|
| surface | cm^2 | 1,65 | 50,3 |
| épaisseur | mm | 0,48 | 0,61 |
| surface ouverte | % | 60 | 70 |
| capacité de deux galettes | pF | 6,0 | 116 |

TAB. 3.3 – Capacité des galettes. Données pour le calcul et résultat.

La constante de temps de l'ensemble des deux galettes est donc celle donnée dans le tableau 3.4. L'échelle pertinente à laquelle raisonner sur le temps mort est le micro-canal plutôt que l'ensemble des deux galettes. Néanmoins le calcul reste juste, car s'il y a N micro-canaux sur une galette, la résistance par canal est N fois plus élevée et la capacité N fois plus faible, de sorte que la constante de temps reste la même. Par le même raisonnement, on s'attend à trouver des constantes de temps très similaires. En effet, pour des galettes fabriquées dans le même matériau, la capacité augmente comme la surface, mais la résistance diminue d'autant. La résistance est proportionnelle à l'épaisseur L et la capacité à son inverse, ce qui se compense aussi. Le seul paramètre sur lequel on peut jouer est la proportion de surface ouverte (qui fait globalement

augmenter la constante de temps), et elle a peu changé. Le tableau 3.4 nous indique malgré tout que l'ordre de grandeur du temps mort est changé. La différence s'explique donc surtout par les valeurs de résistivité des deux types de galettes. Le flux maximum permis par ce temps mort est donné dans le tableau 3.6.

| | | | |
|--------------------|------------|-----------|-------|
| galette | | Hamamatsu | Burle |
| résistance | M Ω | 120 | 53 |
| capacité | pF | 6,0 | 116 |
| constante de temps | ms | 0,72 | 6,1 |

TAB. 3.4 – Temps de réponse électronique calculé à partir des valeurs données dans le tableau 3.3.

Temps mort : plus de détail sur les mécanismes

Pour estimer l'impact du temps mort, revenons aux mécanismes de saturation. Au 1.3.4.4 nous avons décrit l'un des mécanismes : celui de la saturation par charge des parois, qui survient lorsque l'alimentation n'a pas le temps de compenser la perte d'électrons consécutive à une avalanche. Il y en a deux autres. L'un est l'émission d'ions dans les micro-canaux, et il est écarté par le choix d'avoir deux galettes montées en chevron[84, 92]. L'autre est la charge d'espace. Lorsque le nombre d'électrons dans l'avalanche est très grand, cela représente une forte charge négative qui, s'opposant au potentiel accélérateur, diminue l'énergie acquise par les électrons et diminue donc le gain. En d'autres termes, la répulsion électronique entre électrons écrante partiellement la haute tension de polarisation. Cela conduit aussi à une saturation du gain. La différence est que celle-ci ne laisse pas de traces : elle est limitée à l'avalanche elle-même, elle n'influence pas les avalanches suivantes.

La distinction entre les deux processus de saturation amène à une distinction entre deux types de saturation. On peut dire que le détecteur est saturé lorsque sa réponse n'est pas linéaire avec l'excitation : en l'occurrence lorsque le flux mesuré n'est plus linéaire avec le flux incident (saturation par charge des parois). Le langage est un peu trompeur car on parle aussi de saturation pour la réponse en flux par rapport à la tension de polarisation (saturation par charge d'espace).

Le second type de saturation, par charge d'espace, est une saturation des galettes elles-mêmes, c'est à dire de leur réponse à tension donnée. Supposons une particule incidente (une seule) : l'évolution du gain des galettes en fonction de la tension accélératrice est exponentielle pour les petites tensions, puis sature lorsque la tension augmente : elle devient presque linéaire. Cette saturation-là est celle qui distingue les deux régimes de fonctionnement de la détection, en analogique ou en comptage. En analogique, le gain fluctue beaucoup, mais le courant émis est proportionnel au flux incident. En comptage, le gain est saturé donc il fluctue beaucoup moins mais en revanche on perd la linéarité par rapport au flux incident. Nous nous plaçons dans ce régime de gain fort, en saturant le gain des galettes.

Mais on veut éviter l'autre saturation : celle de la chaîne de détection. Lorsque le gain diminue trop par suite de la charge des parois, la probabilité que la hauteur des impulsions créées soit inférieure au seuil de détection devient de plus en plus importante. Le fait que le gain des galettes modifie la distribution de hauteur d'impulsions implique donc aussi une variation du « gain » de la détection, à comprendre ici comme l'efficacité de détection.

On peut ainsi relier chaque type de saturation à son mécanisme. La saturation des galettes est l'affaire de chaque avalanche, indépendamment des autres, même pour une détection unique : c'est lié au processus de saturation par charge d'espace. La saturation du détecteur (de la chaîne de détection) est une question de flux incident : c'est le temps entre deux détections qui importe fondamentalement, c'est donc lié au processus de saturation par charge des parois.

Sans remettre en cause l'identification que l'on vient de faire entre type de saturation et processus de saturation, on peut noter que les deux ne sont pas indépendants. Si à cause d'un flux très important les parois sont chargées lorsqu'une avalanche se déclenche, il sera plus difficile d'en arracher des électrons, donc les galettes satureront plus difficilement. Dans l'autre sens c'est moins évident. Si les galettes saturent, cela n'influence que l'avalanche en cours et non les suivantes, donc la saturation par charge d'espace semble sans influence sur la saturation par charge des parois. Mais, dans la pratique, augmenter la saturation des galettes revient à augmenter le gain des galettes, donc le courant émis à chaque particule incidente. Donc cela augmente aussi la saturation par charge des parois. Malgré le soin que l'on vient de prendre pour les distinguer, les deux processus sont bien reliés entre eux.

Temps mort : courant de fuite total

Les constructeurs donnent un moyen de quantifier la saturation du détecteur (charge des parois). Il s'agit de comparer le courant moyen extrait par les avalanches au courant de fuite (« strip current »). La détection reste linéaire tant que les avalanches d'électrons restent des perturbations, c'est-à-dire tant que le courant total que l'on demande à une galette (pour créer les avalanches d'électrons) reste faible devant le courant de fuite. Les constructeurs quantifient ce seuil en indiquant en dessous de quelle proportion η du courant de fuite on doit rester pour travailler en régime linéaire. η est à peine de l'ordre de la dizaine de pourcents. Ceci est un critère global, qui s'applique donc si le flux incident couvre tout le détecteur. Sinon, il faudra se ramener au nombre de micro-canaux utilisés, car la saturation est locale.

Connaissant le gain des galettes, on peut convertir ce courant maximum en flux maximum. On se place dans le régime de comptage. Un événement de détection correspond à environ $G \approx 10^8$ électrons. Pour un flux homogène Φ de particules incidentes, on trouve un courant $I_{\text{émis}} = Ge\Phi$ avec e la charge d'un électron. Pour les galettes Burle polarisées à 2300 V on a un courant de fuite de $43 \mu\text{A}$. La référence [91] considère la valeur $\eta = 7 \%$. Cela donne finalement un flux maximum de $\Phi_S \approx 1,9 \cdot 10^5$ cps/s.

Pour des flux supérieurs à ce flux seuil Φ_S , les galettes sont en permanence en état de déséquilibre, les parois restent un peu chargées, et le gain diminue significativement. L'influence exacte sur le détecteur dépend alors de la valeur choisie pour le seuil de détection des impulsions.

Temps mort : une donnée expérimentale

Sur l'ancien système, on a mesuré un flux maximum de $2 \cdot 10^6$ cps/s [84]. Le tableau 3.5 donne le calcul du nombre de micro-canaux pour les deux types de galettes. Avec environ 10^6 micro-canaux, ce flux maximum correspond à environ 1 cp/s par canal. Pour les nouvelles galettes on n'a pas pu faire les mêmes mesures. En effet, la mesure utilisait la détection des ions [84], et actuellement on ne les détecte plus. C'est pourtant possible a priori (voir le 4.4).

Comparaison des critères

| galette | | Hamamatsu | Burle |
|---------------------------|---------------|-----------|-------|
| diamètre d'une galette | cm | 1,45 | 8,0 |
| diamètre d'un micro-canal | μm | 12 | 10 |
| surface ouverte | % | 60 | 70 |
| nombre de canaux | 10^6 | 0,88 | 45 |

TAB. 3.5 – Nombre de micro-canaux. Pour convertir les flux en flux par canal.

Nous avons trouvé deux moyens de déterminer le flux maximum détectable avec des galettes. L'un consiste à calculer le temps mort à partir des caractéristiques électriques des galettes, l'autre est un critère phénoménologique donné par les constructeurs et qui repose sur la comparaison du courant émis avec le courant de fuite. Les deux résultats sont différents. Ils sont donnés dans les tableaux 3.6 et 3.7.

Pour calculer le flux maximum permis par le temps mort, on prend $\Phi_{\text{el}} = 1/\tau$ comme valeur du flux maximum par canal. Avec $\tau = RC$ la constante de temps déterminée ci-dessus (voir tableau 3.4), on obtient les valeurs de flux maximum consignées dans le tableau 3.6.

| galette | | Hamamatsu | Burle |
|------------------------|-------------|-----------|-------|
| constante de temps | ms | 0,72 | 6,1 |
| flux maximum par canal | cps/s/canal | 1389 | 164 |

TAB. 3.6 – Flux maximum calculé simplement à partir de la constante de temps déterminée dans le tableau 3.4.

Pour calculer le flux limite résultant du critère $I_{\text{émis}} \leq \eta I_{\text{fuite}}$, on utilise la valeur $\eta = 7\%$ [91]. On fait le calcul comme dans ce qui précède, en prenant les chiffres précis. Le tableau 3.7 donne le détail.

| galette | | Hamamatsu | Burle |
|-------------------------|------------------|-----------|--------|
| tension de polarisation | V | 2100 | 2300 |
| résistance | $\text{M}\Omega$ | 120 | 53 |
| gain | | 10^7 | 10^8 |
| flux maximum | kcps/s | 766 | 190 |

TAB. 3.7 – Flux maximum calculé comme celui qui donne un courant émis égal à 7 % du courant de fuite.

Ces résultats sont différents, ne serait-ce que par la quantité physique qu'ils déterminent. L'un donne un flux par canal, l'autre un flux total, sur toute les galettes. Pour comparer ces résultats, nous devons choisir l'un ou l'autre. Au final, ce qui nous intéresse est macroscopique : c'est le flux maximum total, sur toute le détecteur. Cependant cela dépend de la forme du flux à détecter, qui dans la pratique n'est pas toujours homogène. Par soucis de généralité, on en restera donc au flux par canal, et on n'en déduira le flux total qu'à la fin, dans le cas homogène, simplement pour fixer les ordres de grandeur.

On divise les valeurs du tableau 3.7 par N le nombre de canaux, calculé au tableau 3.5. Cela conduit aux valeurs du tableau 3.8. Les valeurs de ce tableau ne cor-

| galette | | Hamamatsu | Burle |
|------------------------|-------------|-----------|--------|
| flux maximum | kcps/s | 766 | 190 |
| nombre de canaux | 10^6 | 0,88 | 45 |
| flux maximum par canal | cps/s/canal | 0,870 | 0,0042 |

TAB. 3.8 – Flux maximum calculé comme celui qui donne un courant émis égal à 7 % du courant de fuite : flux par canal.

respondent pas à celles du tableau 3.6. Il faut donc se poser plus de questions sur la signification des deux critères $\Phi_S = \eta I_{\text{fuite}}/Ge$ et $\Phi_{\text{el}} = 1/\tau$. Φ_S est donné pour un détecteur particulier, cherchant à détecter globalement un flux variable avec une tension de polarisation variable. Il ne fait pas apparaître les micro-canaux, restant au niveau macroscopique. Au contraire l'autre critère, Φ_{el} , sur le temps électronique, calcule intrinsèquement un résultat par canal. Mais il ne fait pas intervenir le gain, et donc la tension de polarisation.

Le défaut dont souffre le critère $\Phi_{\text{el}} = 1/\tau$ est qu'il ne prend pas en compte le gain des galettes. Or, plus le gain est fort, plus une galette est mise hors équilibre à chaque impulsion. Ce qui manque donc à ce critère intuitif est de comparer la charge soustraite par une impulsion à la charge totale et de l'utiliser comme facteur correctif. La charge d'une impulsion est Ge et celle stockée dans la galette est CU avec U la tension de polarisation et C la capacité d'un canal (puisque c'est sur un canal qu'on raisonne). Le flux maximum par canal devient alors $\Phi_{\text{el}} = \frac{1}{\tau} \frac{CU}{Ge}$. C peut être obtenue à partir des tableaux 3.3 et 3.5. Les valeurs obtenues sont dans le tableau 3.9

| galette | | Hamamatsu | Burle |
|-------------------------|--------------|-----------|--------|
| capacité par canal | 10^{-18} F | 6,8 | 2,6 |
| tension de polarisation | V | 2100 | 2300 |
| gain | | 10^7 | 10^8 |
| flux maximum par canal | cps/s/canal | 12,40 | 0,060 |

TAB. 3.9 – Flux maximum calculé à partir de la constante de temps électronique, et corrigé pour tenir compte de la quantité d'électricité à recharger dans les galettes.

Les résultats de ces deux méthodes de calcul sont finalement comparés dans le tableau 3.10 ainsi que le résultat de mesures expérimentales.

| galette | | Hamamatsu | Burle |
|---|-------------|-------------|--------|
| flux maximum par canal ($\propto N/\tau$) | cps/s/canal | 12,40 | 0.06 |
| flux maximum par canal (Φ_S) | cps/s/canal | 0,870 | 0,0042 |
| flux maximum par canal (expérimental) | cps/s/canal | ≈ 2 | / |

TAB. 3.10 – Flux maximum pour les galettes. Le premier calcul correspond à la constante de temps électronique du tableau 3.9. Le second est le résultat du tableau 3.7. La dernière ligne donne un résultat de mesure[84].

Le critère intuitif $\Phi_{\text{max}} = 1/\tau$ que nous avons utilisé jusque là se révèle donc inexact. Le critère qui correspond le mieux au résultat expérimental est le second (Φ_S).

En utilisant la relation $I_{\text{fuite}} = Q/\tau$, avec Q la charge d'une impulsion, on peut faire correspondre les deux critères, car dans cas $\Phi_S = \frac{\eta I_{\text{fuite}}}{Ge} = \frac{1}{\tau} \frac{\eta Q}{Ge}$, ce qui correspond bien

à l'autre critère avec $Q = \eta CU$. La différence entre les deux est le facteur η , qui signifie qu'on considère qu'il y a saturation lorsque Q est égal à 7 % seulement de la charge totale du micro-canal. Ceci tient compte entre autres de l'effet de saturation par charge d'espace : le facteur est déterminé phénoménologiquement en analysant des courbes expérimentales, comme par exemple la figure 8 de la référence [92]. Sans le facteur η , le critère détermine le flux maximum qu'il est physiquement possible à une galette de fournir. Dans ces conditions, le détecteur est infiniment saturé. Le facteur η sert à prendre la marge qui assure qu'on reste perturbatif; il fait passer du flux maximum possible (infiniment saturé) au flux maximum détectable sans saturation.

Conclusion sur l'expression du flux maximum

Au final, et pour nous résumer, puisque nous avons réconcilié les deux critères, on pourra retenir que le flux maximum s'exprime en fonction des variables qui nous intéressent comme : $\Phi_{\max} = \frac{\eta}{Ge} \frac{U}{R_{\text{galettes}} N} = \eta \frac{U}{Ge} \frac{\pi D^2}{\rho 8L} \frac{1-\alpha}{\alpha}$ avec ρ la résistivité, L la longueur d'un micro-canal et D son diamètre, et α le pourcentage de surface ouverte. On retiendra les valeurs du tableau 3.8 comme étant les valeurs définitives du flux maximum par canal, et celle du tableau 3.7 pour le flux total sur le détecteur à condition que ce flux soit homogène sur toute la surface. La différence entre les deux types de galette vient d'un facteur 10 sur le gain et d'un autre facteur 10 sur la résistivité des matériaux utilisés.

Le nouveau détecteur devrait donc saturer plus facilement que l'ancien, vers 200 kcps/s environ en flux homogène.

Comparaison à l'expérience

La comparaison à l'expérience restera sommaire. On dispose de données sur les condensats, sur les nuages froids autour de $1 \mu\text{K}$, et sur les pièges magnéto-optiques. Les temps de vol de condensat sont très saturés, même pour 1000 atomes détectés. Le condensat ne correspond pas à un flux homogène : il couvre environ 390 pixels, soit 130.000 micro-canaux. Cela correspond donc seulement à 110 kcps/s au total, mais 3,5 cps/s/canal. On comprend donc que le temps de vol des condensats sature largement.

Par contre, les données sur les nuages à $1 \mu\text{K}$ ne sont pas saturées, et celles sur les pièges magnéto-optiques ne semblent pas l'être non plus. La figure 3.12 correspond à 2569 temps de vol de pièges magnéto-optiques larges d'environ 70 ms chacun, le nombre total d'atomes détectés étant de $1,1 \cdot 10^8$. Cela correspond à 610 kcps/s au total, soit encore 0,014 cps/s/canal. Pour des nuages froids à $1 \mu\text{K}$ on détecte environ 5000 atomes en 10 ms, et cela couvre environ $5,5 \cdot 10^6$ micro-canaux. On trouve donc 0,091 cps/s/canal (pour un flux total de 538 kcps/s). Au vu des chiffres annoncés, il semble qu'on doive saturer pour des pièges magnéto-optiques, et plus encore pour des nuages froids.

Cependant, il ne faut pas perdre de vue que les flux sont ici des flux instantanés : le temps de vol est une expérience qui génère un flux impulsif, et non continu. Tout ce qu'on vient de montrer, c'est que le flux instantané est supérieur à ce que peut supporter un micro-canal en régime continu. Ceci n'empêche pas que le nombre total d'événements reste faible, et que donc en moyenne chaque canal détecte bien moins d'un atome : il ne risque donc pas de saturer. Tous les atomes tombent donc sur des canaux différents, de façon très rapprochée dans le temps. Dans ce cas on n'est limité que par l'électronique, à savoir 400 ps. En définitive, la saturation requiert que le flux instantané par canal soit fort ($\Phi \geq \Phi_S$) et le nombre d'événements par canal soit au moins égal

à un ($\Phi\Delta t \geq 1$) pour le temps d'exposition Δt . Ici, on est resté à $\Phi\Delta t = 10^{-3}$ coups pour les nuages froids et les pièges magnéto-optiques. Les données expérimentales ne contredisent donc pas l'étude précédente.

C'est donc plutôt le cas du condensat qui est surprenant : $\Phi\Delta t \approx 10^{-2}$ coups et on sature déjà. On peut expliquer que la valeur limite soit différente de 1. Il suffit par exemple que les micro-canaux communiquent entre eux, c'est-à-dire que lorsqu'un micro-canal se vide de ses charges, il vide aussi en bonne partie la charge des canaux voisins, ce qui a pour effet de les inhiber aussi. Dans ce cas, le nombre effectif de micro-canaux diminue, et donc la valeur limite de $\Phi\Delta t$ diminue d'autant. Il est difficile de savoir à combien se chiffre le nombre de canaux voisins influencés. De plus, il semble difficile d'avoir un accès expérimental indépendant pour étudier cette communication entre micro-canaux. Peut-être cela n'explique-t-il pas tout, peut-être y a-t-il d'autres effets. En tout cas, ces corrections devraient aussi être prises en compte dans les valeurs données pour les flux limites Φ_S , ce qui parle en leur défaveur car comme on va le voir l'accord de la formule actuelle est déjà très bon avec l'expérience.

Malgré ce flottement sur l'interprétation de la saturation des temps de vol, on peut se rassurer sur la pertinence du critère qu'on vient de détailler. En effet, les images de bruit sur le détecteur (voir 3.3.2.2) nous indiquent que le flux maximum que peuvent émettre les galettes pourrait se situer autour de 15 coups/pixel/s. Cela correspond à 0,045 coups/canal/s, à comparer aux 0,060 coups/canal/s prévus (flux maximum physiquement détectable et non flux maximum détectable sans saturation : ici on doit saturer !). On peut suspecter que cette valeur expérimentale est une borne inférieure. Si on n'est pas trop loin du maximum, l'accord est très bon.

Ceci ne constitue pas une étude expérimentale de la saturation en bonne et due forme, il y manque beaucoup de données. Néanmoins il semble que le critère de détermination du flux limite soit compatible. Il semble aussi qu'il faille prendre des précautions dans la mesure où il y a encore un flou sur la saturation des temps de vol de condensat, avec un potentiel facteur correctif de l'ordre de 10 ou plus qui n'a pas été pris en compte complètement. Pour faire une étude plus complète il faudra sûrement reprendre des données. Il demeurera cependant toujours difficile d'aller aussi loin que sur l'étude de l'ancien détecteur car on n'observe plus que les atomes, alors que le signal d'ions avait été déterminant pour étudier la saturation[84].

Conclusion

Finalement, nous pourrions nous défaire du critère « intuitif » selon lequel le flux maximum détectable sans saturation serait de l'ordre de $1/\tau$, moyennant force facteurs correctifs ad hoc. Nous retiendrons que le courant maximum que peuvent émettre des galettes est le courant de fuite (dans ce cas le MCP devient passant vers la masse et détourne tout le courant) et que le flux maximum détectable sans saturation correspond à environ 7 % de ce courant. Pour une tension de polarisation de 2300 V, supposée donner un gain électronique de 10^8 , cela correspond pour nos galettes actuelles à un flux de l'ordre de 150 à 200 kcps/s.

3.1.3 Le traitement des signaux

Une fois mesuré le temps d'arrivée d'une impulsion électrique, on enregistre la valeur pour pouvoir faire ensuite le traitement des données. La mesure du temps d'arrivée des impulsions se fait à l'aide d'une chaîne de mesure électronique rapide. La figure 3.5

montre schématiquement son organisation. On verra ses réglages plus loin (voir 3.2.2).

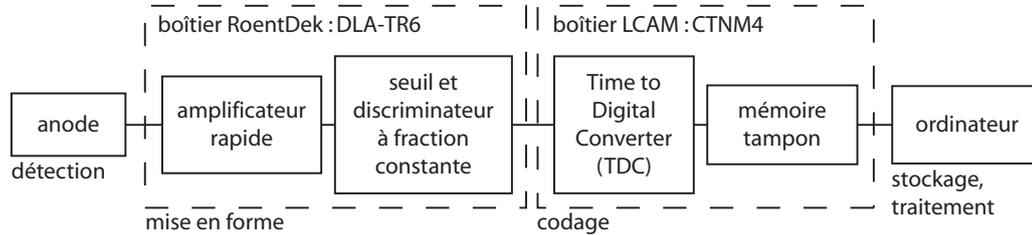


FIG. 3.5 – Chaîne d'acquisition. L'impulsion électrique, après amplification, rentre dans un discriminateur à fraction constante. Le signal logique qui en sort est codé en temps par un TDC. Cette information est ensuite écrite dans la mémoire de l'ordinateur, via une mémoire tampon.

On commence par amplifier le signal incident. Cette amplification rapide permet de réduire l'influence du bruit électronique et d'adapter le niveau de tension à l'entrée du discriminateur. Le discriminateur que l'on utilise est dit « à fraction constante ». Ce type d'appareil détecte non pas l'instant du maximum de tension ni celui où la tension passe un seuil donné, mais l'instant où elle est à f % de son maximum, « f » étant la fraction. Ceci est illustré sur la figure 3.6. L'avantage majeur est que cela reste indé-

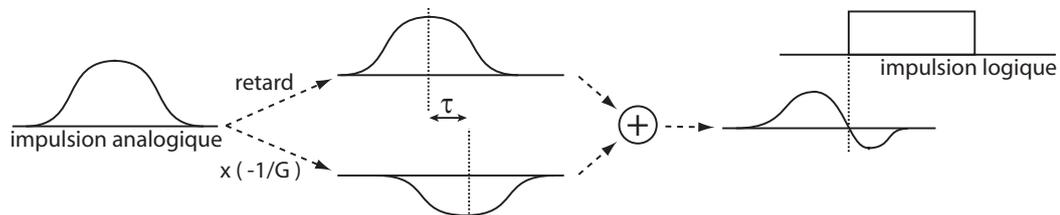


FIG. 3.6 – Discriminateur à fraction constante.

pendant de l'amplitude. Notons que pour être possible cette mesure doit faire intervenir un effet de mémoire : c'est le rôle essentiel du retard τ introduit (voir figure 3.6). C'est d'ailleurs lui qui permet le réglage de la fraction f . La seule limite à ce que le temps mesuré reste indépendant de l'amplitude est que la forme des impulsions doit demeurer constante : le temps mesuré peut différer légèrement selon cette forme. On fait aussi passer le signal dans un seuil juste avant le discriminateur pour éliminer les basses amplitudes, car son fonctionnement ne l'immunise pas automatiquement contre le bruit et les déclenchements intempestifs qu'il provoquerait. Le niveau du seuil règle la sensibilité du discriminateur (voir 3.2.2.2).

A ce stade, l'ensemble des opérations a été réalisé par le boîtier DLA-TR6⁸. On continue avec le boîtier CTNM4⁹. Le discriminateur à fraction constante génère une impulsion logique. Le TDC code ensuite le front montant de ce signal avec un pas de 400 ps. C'est la résolution temporelle de la chaîne de détection. C'est le paramètre à

⁸Le boîtier DLA-TR6 a été acheté chez RoentDek, le fabricant des lignes à retard et du support des galettes.

⁹Le boîtier CTNM4 a été acheté auprès du Laboratoire des Collisions Atomiques et Moléculaires à Orsay.

améliorer pour avoir un système plus rapide. Le temps est codé sur 15 bits. Il est stocké dans une mémoire tampon, puis envoyé vers l'ordinateur.

Chaque événement génère cinq impulsions électriques, et donc autant d'instants à coder puis à enregistrer. Chacune des deux lignes à retard a deux extrémités, ce qui fait déjà quatre temps. Le cinquième est pris sur la face d'entrée des galettes. En effet, les galettes, en émettant le faisceau d'électrons qui est détecté plus bas sur l'anode, se vident elles-mêmes de leurs électrons. Ceci correspond donc aussi à une impulsion électrique, de charge opposée. Ces cinq informations, codées chacune dans un mot de 32 bits, représentent donc 20 octets au total. Pour un nuage froid de 10^5 atomes dont on détecterait 10 % soit 10^4 atomes, et qui arrive en l'espace de 10 ms sur le détecteur, cela fait donc un flux de 20 Mo/s représentant un volume total de 200 ko. Ce sont le volume et le flux de données typiques à enregistrer sur la mémoire tampon puis à évacuer du boîtier CTNM4 vers l'ordinateur.

Quand les données sont parvenues à la mémoire de l'ordinateur, il reste à les récupérer et à les traiter. Un programme d'acquisition¹⁰ nous permet de tout stocker dans une base de données. Ces temps bruts sont ensuite convertis en position et temps d'arrivée. C'est l'étape dite de « reconstruction » des événements. On l'a dit (voir 3.1.1.2), chaque ligne à retard permet de déterminer le temps et la position d'un impact sur la ligne par simple somme ou différence des temps mesurés.

Il y a donc redondance dans les données. Les cinq temps codent trois paramètres. Les temps restant servent à faire des vérifications. On doit ainsi vérifier que le temps d'arrivée sur les deux lignes à retard est le même. De même, la différence entre ce temps commun et le temps mesuré sur la face d'entrée de la première galette doit rester constante. C'est la somme du temps de transit des électrons dans les galettes, déterminé par la haute tension de polarisation des galettes, d'une part, et d'autre part le temps de vol des électrons entre la face de sortie de la dernière galette et les lignes à retard, déterminé par la différence de potentiel électrique entre la face de sortie et les lignes à retard. Il est cependant possible que cette vérification ne suffise pas et que des événements parasites subsistent. Dans le bruit restant, on peut conjecturer que ce qui domine vient des « rebonds » dans l'électronique (voir 3.2.2.1). Dans ce cas, l'événement est forcément cohérent : il est simplement retardé par rapport au véritable événement.

La redondance autorise aussi un autre tri, qui affranchit de ce bruit. Si les seuils des discriminateurs sont bien réglés (voir 3.2.2.2) il est rare qu'un rebond passe. Et si des impulsions parasites sont enregistrées, il y a encore bien moins de chances qu'elles arrivent par paquet de cinq, une chaque voie, et qu'elles conduisent à reconstruire un événement vraisemblable : une position qui soit sur le détecteur et des temps d'arrivée sur les lignes à retard et la face d'entrée qui soient compatibles. En ne prenant en compte que les événements qui se sont manifestés par cinq impulsions détectées, puis en imposant des contraintes sur la relation entre les cinq temps mesurés, on élimine donc beaucoup de bruit.

3.2 Montage électronique

Après avoir décrit le principe de la chaîne de détection dans la section précédente, nous allons maintenant nous pencher sur le détail de l'électronique : les tensions de

¹⁰L'utilitaire de récupération des données, le programme de stockage des données et l'interface utilisateur ont été réalisés au laboratoire par Martijn Schellekens. Les détails en seront donnés dans son futur mémoire de thèse.

polarisation, le bruit électronique, le réglage des seuils et des gains.

3.2.1 Hautes tensions de polarisation

Les galettes sont certifiées par le constructeur comme ayant un gain de $9,5 \cdot 10^7$ à 2200 V[94]. Après avoir testé la distribution des hauteurs d'impulsion en fonction de la haute tension de polarisation, nous avons conclu qu'en polarisant les deux galettes sous 2300 V¹¹ nous sommes dans le régime de saturation. Cette tension est la tension maximum admissible sur la paire de galettes. La tension de la face de sortie est fixée à la masse. La face d'entrée est donc très négative, ce qui attire les ions produits dans le nuage d'atomes, et repousse les électrons. La face de sortie est donc la référence de potentiel pour les tensions appliquées aux lignes à retard.

Nous avons également fait des tests pour déterminer les tensions optimum de fonctionnement pour les lignes à retard. Par rapport à la description du 3.1.1, nous devons rajouter un fait important : les lignes à retard sont en réalité constituée de deux fils parallèles. L'intérêt de doubler ainsi chaque ligne à retard est expliqué au paragraphe 3.2.2.1 : cela permet de rejeter certains bruits. Un des deux fils sert de référence de tension à l'autre. Pour chacune des deux lignes à retard il faut donc polariser ces deux fils. La tension moyenne appliquée aux deux fils, 180 V, permet l'extraction des électrons en sortie des galettes. La différence de tension entre les deux fils, 40 V, permet que l'un des deux récolte préférentiellement les électrons. Cela est nécessaire pour détecter l'impulsion électrique en mesurant la tension entre les deux fils. Ceci est illustré sur la figure 3.7. La figure montre aussi que dans le bobinage, l'une des deux lignes à

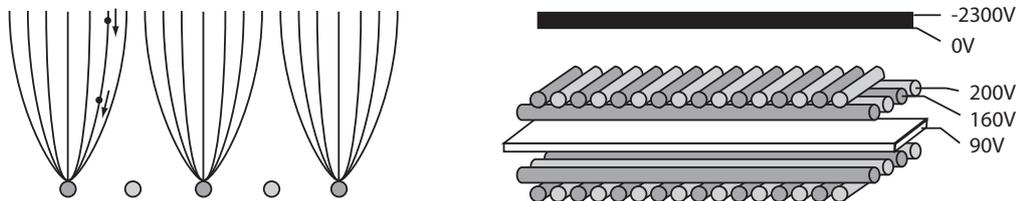


FIG. 3.7 – Tensions sur les lignes à retard. La figure de gauche montre l'allure des lignes de champ pour une ligne à retard seule. La figure de droite montre l'ensemble des hautes tensions sur les lignes à retard.

retard est au-dessus de l'autre. Celle du dessous est a priori partiellement écrantée par l'autre. Pour régler la proportion d'électrons incidents que reçoit cette seconde ligne, on ajuste le potentiel de la plaque du milieu à 90 V. Ainsi, elle attire un peu les électrons vers la deuxième ligne à retard, mais pas trop, car elle reste bien plus négative que la seconde ligne à retard elle-même.

3.2.2 Réglage du comptage

Lorsque nous avons reçu les deux boîtiers électroniques accompagnant le détecteur, nous avons passé le plus gros de notre temps à chercher le meilleur réglage des lignes

¹¹l'alimentation doit fournir davantage à cause de la chute de tension due à une résistance de 1 M Ω mise en série. Elle doit fournir 2350 V.

à retard. Bien ajuster le gain et le seuil à chaque bout de ligne est nécessaire pour distinguer le signal du bruit afin de rater le moins possible d'événements. En parallèle nous nous sommes battus contre les différentes sources de bruit qui se rajoutaient au bruit électronique. C'est ce que décrit cette partie. La figure 3.8 compare les situations pour l'ancien système de détection (figure 1.18) et pour le nouveau.

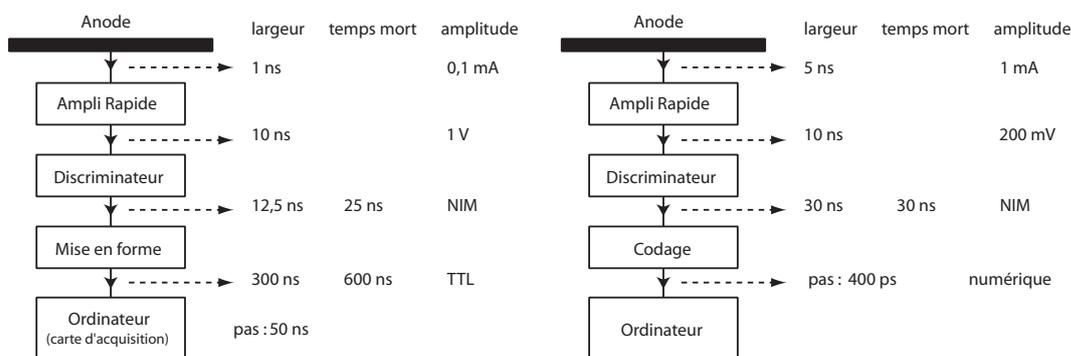


FIG. 3.8 – Comparaison des deux chaînes de détection : ancienne à gauche et nouvelle à droite.

3.2.2.1 Isolement

Les impulsions électriques qui sortent des lignes à retard doivent être amplifiées avant de passer dans le seuil et le discriminateur. Il est crucial que le signal avant cette amplification soit très propre. Sinon, comme l'amplification se fait à rapport signal à bruit constant, on devra mettre le seuil très haut, et on manquera presque tous les événements.

C'est dans le but d'améliorer le rapport signal à bruit que sur chaque ligne à retard un fil de référence est ajouté au fil de signal. Ainsi tout le bruit qui survient sur la ligne affecte aussi bien l'un que l'autre, et il est donc rejeté en mode commun. Cela immunise contre le rayonnement électromagnétique, dont les sources sont nombreuses et variées sur notre montage : cellules d'hélium dont le plasma est excité par radiofréquence, commutation des alimentations, des interrupteurs de puissance (IGBT), ... Contrairement aux quatre autres, le signal issu de la face d'entrée n'a pas de référence. Il est donc beaucoup plus sensible au bruit. On a ainsi observé un bruit de fréquence $\approx 27 \text{ MHz} \approx 11 \text{ m}$. Pour le rejeter comme cela est fait dans les autres fils, nous devons donc ajouter un autre câble qui fasse autant antenne que celui-ci. Pour qu'il soit le plus semblable possible, nous avons utilisé le câble qui était destiné à polariser une éventuelle grille à mettre au-dessus des galettes. Il rejoint ensuite le boîtier DLA-TR6 avec la même longueur de fil, et c'est dans le boîtier qu'il a été connecté comme référence de tension sur l'amplificateur, au lieu de la masse. Ce câble récupère donc exactement le même bruit, et grâce à la mesure différentielle de tension, le bruit est rejeté. Par contre le bruit qui touche différemment les deux fils n'est pas rejeté. Toutefois, on constate expérimentalement une réduction du bruit très suffisante.

Il est néanmoins resté un peu de bruit et un effet parasite. Le bruit est du bruit de rayonnement résiduel. On s'en est affranchi en blindant les câbles qui relient l'enceinte

à vide au boîtier électronique. On a fait un blindage de l'ensemble à l'aluminium, en faisant bien attention à relier les masses côté boîtier et enceinte à vide.

Il reste encore un parasite : les « rebonds ». Ils se produisent lorsque l'impulsion rencontre une interface entre deux impédances non-adaptées. Cela arrive notamment au niveau du passage électrique entre les fils de l'enceinte à vide et les câbles coaxiaux à l'extérieur. Les câbles coaxiaux sont accordés sur la charge de 50Ω à l'entrée de l'amplificateur, tandis que les fils sous vide auraient une résistance de l'ordre de quelques ohms. Ces rebonds sont de même signe ou de signe opposé. Lorsqu'ils sont de même signe, malgré l'atténuation, ils sont assez nettement au dessus du bruit, et si l'on veut éviter des déclenchement intempestifs du discriminateur, on ne conserve qu'une faible fraction des événements. Le premier rebond, celui d'amplitude la plus grande, parvient à l'amplificateur avec un retard de 50 ns après l'événement véritable. Pour le traiter a posteriori, on devrait donc ajouter un temps mort du même ordre de grandeur. Si cette solution reste envisageable, on a préféré modifier les câbles en ajoutant des résistances. Ceci n'élimine pas totalement les rebonds, mais permet de les ramener à une amplitude suffisamment faible pour qu'ils ne gênent pas trop. En l'état actuel des choses, la position du seuil des discriminateurs est donc limité par ces rebonds, et non par le bruit.

Pour les questions sur le bruit électromagnétique, et notamment sur le blindage, on s'est référé aux références [102].

3.2.2.2 Seuil de discrimination

Pour ajuster le niveau des seuils, nous avons tracé le nombre de coups vus par chaque discriminateur en fonction de ce niveau. Le résultat peut a priori être comparé à la courbe de distribution des hauteurs de coups fournie par le constructeur des galettes à micro-canaux, et correspondant à un étalonnage réalisé sur nos deux galettes, montées dans la même configuration. La mesure que nous faisons doit donner une courbe qui soit l'intégrale de cette distribution de hauteurs de coups (voir la figure 3.9). Lorsque

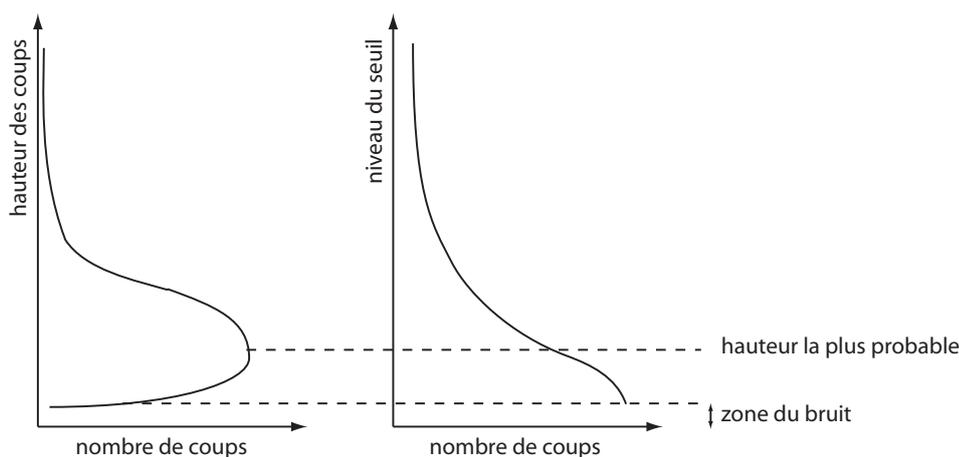


FIG. 3.9 – Seuil du discriminateur : distribution des hauteurs de coups et courbe de discriminateur : allure des courbes.

le niveau de seuil s'abaisse, on doit trouver une augmentation monotone du nombre de coups détectés, lente d'abord puis qui s'accélère quand on arrive à la hauteur la plus

probable, et qui enfin ralentit. Si l'on va trop bas, le bruit fait exploser le nombre de coups détectés. Ce bruit est d'origine électronique.

Malheureusement, la courbe que nous obtenons ne correspond pas. On se reportera aux courbes des figures 3.11 pour la courbe attendue et 3.10 pour la courbe mesurée. La figure 3.11 a beau montrer une courbe large, on y distingue nettement un maximum. Mais, sur la figure 3.10, nous ne voyons pas de point d'inflexion qui marquerait la hauteur de coup la plus probable. Manifestement il y a un bruit supplémentaire qui, survenant dans une zone intermédiaire (en amplitude) entre le bruit électronique et la hauteur la plus probable, modifie la forme de la courbe. Ce bruit supplémentaire pourrait être dû à des rebonds du signal, suite à une mauvaise adaptation d'impédance. Nous avons essayé de faire des mesures avec un temps mort, pour éviter les rebonds : elles n'ont pas été concluantes, dans le sens où elles ne permettent pas de retrouver la courbe idéale. La figure 3.10 montre des courbes de seuil pour différentes tensions de polarisation. On peut y comparer le flux brut donné par la chaîne de détection, et le flux donné lorsque le signal est filtré par un filtre passe-bas. Ces courbes permettent au moins de situer à partir de quel niveau commencent à intervenir les rebonds : vers un seuil de 3. Les points pour la tension de 2000 V, peu cohérents avec le reste s'expliquent sûrement par le fait que le gain de la galette n'est pas saturé. A partir de 2100 V, le gain augmente encore un peu, mais tout semble se stabiliser. Pour vérification, nous avons aussi tracé la fonction délai correspondant aux coups enregistrés sur une voie de la détection. Lorsqu'il y a des rebonds, cela se manifeste par une accumulation de coups aux temps courts. Cela nous a permis de vérifier que nous savons nous placer dans une zone où ces rebonds sont négligeables. Cela correspond à environ 10 % d'atomes qui ne sont pas détectés car leur impulsion est passé sous le seuil. Le niveau moyen de nos impulsions est de 200 mV, le seuil est autour de 50 mV.

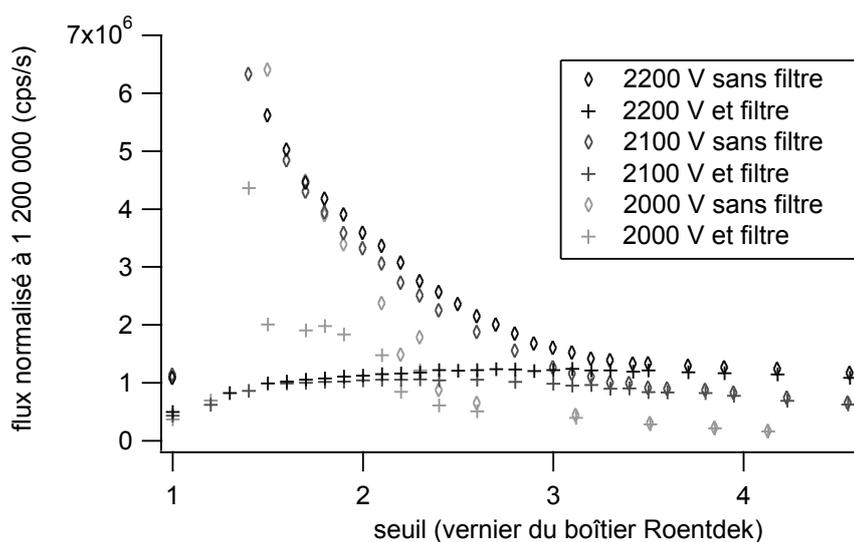


FIG. 3.10 – Courbe de seuil expérimentale, mesurée sur la chaîne de détection RoentDek pour différentes tensions de polarisation. Les courbes « avec filtre » correspondent à des courbes obtenues en rajoutant un filtre passe-bas sur le signal.

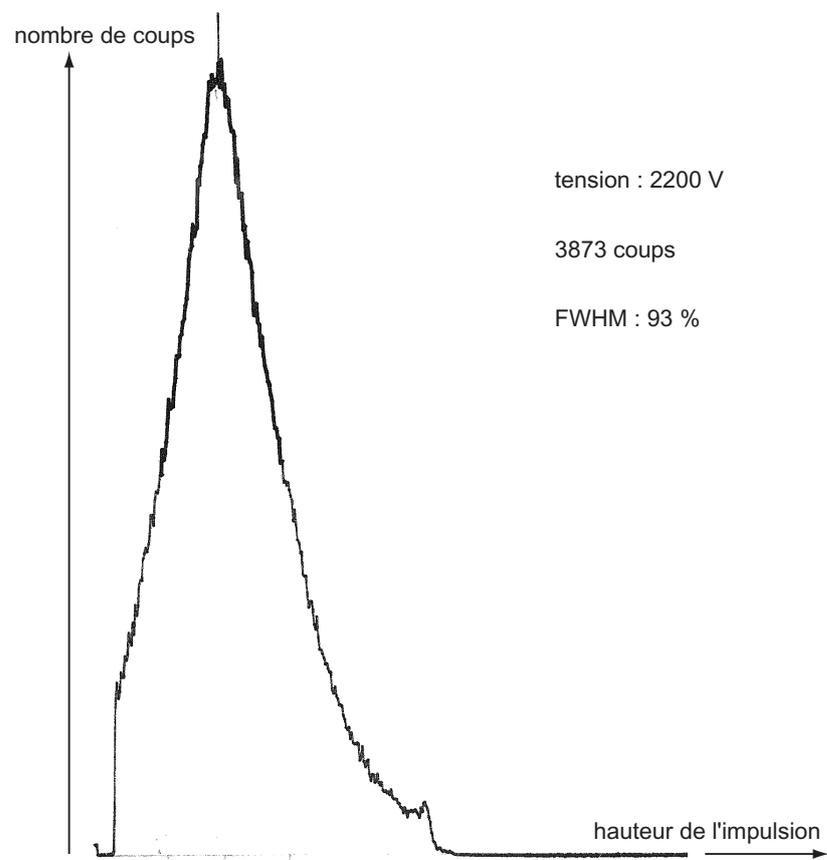


FIG. 3.11 – Courbe de seuil constructeur extraite de [94].

3.2.2.3 Équilibrage des lignes

Ce qui précède suggère que pour régler les seuils on prend chaque voie indépendamment, et qu'en variant le niveau du seuil on l'adapte à la distribution de hauteur de coups sur cette voie. La réalité est un peu plus compliquée. C'est bien ce qui se passe pour régler le seuil sur la voie du signal provenant de la galette. Ce réglage est indépendant. Par contre, concernant les quatre voies correspondant aux extrémités des lignes à retard, il y a un seul niveau de seuil. Le seuil est donc optimisé seulement lorsqu'on a équilibré le gain de l'amplification préalable. Les gains ont été ajustés sur chaque voie de sorte à ce que le nombre total de coups détectés pour un seuil donné soit le même sur chaque voie. Le réglage du seuil et celui des gains sont donc imbriqués.

L'équilibrage des lignes est une chose facile à vérifier en routine : il suffit de vérifier qu'il y a autant de données sur chaque voie. Notons que si tel n'était pas le cas nous ne courrions pas à la catastrophe. Dans la mesure où à présent nous reconstruisons les événements selon la procédure qui a été décrite ci-dessus (voir le 3.1.3), procédure qui ne prend en compte que les événements pour lesquels il y a eu un coup sur chaque voie, on a une certaine marge.

Pour équilibrer les voies entre elles, il faut aussi ajuster les hautes tensions (voir 3.2.1) : le potentiel de la plaque doit être imposé en fonction de celui des lignes à retard. Les deux réglages ne sont pas indépendants. En effet, il faut avoir placé le seuil à un niveau raisonnable pour mesurer sur chaque voie un flux de coups détectés qui ait une signification, et donc pouvoir l'utiliser pour régler les hautes tensions. Inversement, chaque nouveau jeu de valeurs pour la haute tension amène à refaire le réglage des seuils car cela modifie la hauteur des coups. Le processus de réglage est donc itératif. Nous avons convergé vers une situation où nous ne voyons pour ainsi dire pas de rebonds, et où les flux sortant sur chaque voie sont comparables, à 30 % près.

3.3 Calibration

Nous n'avons pas installé ce système de détection à seule fin de montrer sa faisabilité. Certes, il est nouveau dans le domaine de l'optique atomique. Et il n'est pas inintéressant de l'étudier pour lui-même car nous le poussons dans ses retranchements au niveau des exigences en termes de volume de données. Il a été conçu pour des expériences où le flux instantané des données est très important, mais où le volume total est faible car on mesure peu d'événements. Cependant, notre but premier est d'utiliser ce système de détection dans des mesures d'optique atomique. Il s'agit donc de dépasser le stade du prototype objet d'étude pour en faire un véritable outil, performant certes, mais stable aussi, dans lequel on a toute confiance. Ceci requiert donc de procéder à des calibrations du détecteur.

Parfois la calibration à la précision ultime n'est pas nécessaire. Par le passé, avec l'ancien système de détection, nous avons su passer par exemple de l'efficacité de détection de la paire de galettes. L'étalonnage du nombre d'atomes était déterminé a posteriori sur un signal en absorption[85]. On a même trouvé un moyen de s'affranchir tout à fait de la détectivité pour mesurer la longueur de diffusion[60, 83]. Cependant, nous n'aurions probablement pas eu l'idée de cette dernière mesure si nous n'avions pas au préalable passé du temps à étudier le détecteur[84].

Le problème se pose autrement cette fois-ci. Nous n'avons sûrement pas besoin de la détectivité globale plus précisément qu'auparavant. Mais comme nous voulons tirer

profit de la résolution spatiale qui fait la spécificité de ce détecteur, nous devons au moins faire une calibration relative, entre les pixels. Il nous faut établir la carte de la détectivité relative pour connaître l'état de surface du détecteur, et *in fine* corriger les mesures. On ne peut bien sûr pas corriger les mesures qui sont faite essentiellement en comptage, comme par exemple les corrélations entre temps d'arrivée. En revanche, pour tout ce qui a trait à la densité spatiale, et où la discrétisation n'est pas fondamentale, on peut artificiellement se ramener à un détecteur à l'état de surface parfait.

3.3.1 Détectivité absolue

Le gain de la chaîne de détection est le produit de différents facteurs. Le premier est l'efficacité quantique qui donne la probabilité ε pour qu'un atome incident arrache au moins un électron à la surface de la première galette. L'énergie cinétique des atomes est négligeable (de l'ordre de $2 \cdot 10^{-7}$ eV). Leur énergie interne est en revanche assez importante : 19,8 eV. C'est donc elle qui domine le processus d'émission des électrons. Or, l'émission d'électrons est surtout documentée pour des processus liés à l'énergie cinétique [100]. Pour l'hélium métastable, il existe trois estimations : $\varepsilon \approx 15$ % dans la référence [74], $\varepsilon = 100$ % dans la référence [77]¹² (60 % d'efficacité totale), et $\varepsilon = 40$ % dans la référence [84]. Cette dernière référence donne une barre d'erreur très large (un facteur 2). Mais elle présente l'avantage de comparer ce processus à celui mieux établi qui concerne les ions He^{+13} . Cela permet notamment de montrer que les atomes métastables, lorsqu'ils arrachent des électrons, en arrachent en moyenne plus que les ions. Il est donc vraisemblable que l'émission des électrons secondaires est mieux saturée, ce qui est un avantage quand on fait du comptage.

Il y a ensuite la surface ouverte des galettes : seuls les atomes qui tombent dans l'un des canaux seront détectés. Les autres peuvent aussi extraire des électrons, mais ceux-ci sont repoussés par le potentiel fortement négatif de la face d'entrée de la première galette. Il serait possible de les détecter, mais à condition de disposer une grille légèrement plus négative juste au-dessus des galettes[99]. Comme nous n'employons pas de grille, nous ne pouvons rabattre ces électrons, et nous sommes donc limités à un facteur 0,70, qui correspond à la proportion de surface ouverte. L'efficacité de détection a été un peu améliorée en passant de l'ancien détecteur au nouveau car on a augmenté le pourcentage de surface ouverte. De plus, comme nous n'utilisons pas de grille, nous n'avons pas à tenir compte de l'ombre qu'elle projette sur la surface des galettes. Cette ombre représentait 16 % sur chaque dimension, soit un facteur 0,71 à rajouter[84]. On gagne donc un facteur 1,6 au total.

C'est là presque tout ce dont il faut tenir compte pour l'efficacité de détection. Car tout atome qui est émis dans un canal est amplifié et parvient sur les lignes à retard où il crée une impulsion électrique. Il ne reste donc plus qu'à retirer la fraction des impulsions qui est d'amplitude inférieure au seuil, et qui représente environ 10 % (voir 3.2.2.2). Au final, on devrait donc avoir une détectivité de l'ordre de 25 %. L'erreur sur cette valeur est dominée par celle sur ε : c'est à un facteur 2 près. Cette valeur est calculée *a priori*, en étendant l'étude de la référence [84] à notre cas. Rien ne nous y autorise en principe. Même le fabriquant des galettes est différent : référence F 4655 chez Hamamatsu pour l'un, référence 33845 chez Burle pour l'autre. Les matériaux et les traitements utilisés

¹²qui renvoie à la référence [101]

¹³qui arrachent un électron grâce à l'énergie cinétique que leur confère le potentiel électrique accélérateur de 2 kV à la surface des galettes

peuvent modifier la détectivité. Cela étant dit, on restera très vraisemblablement dans la barre d'erreur : l'ordre de grandeur doit être le bon.

3.3.2 Détectivité relative

3.3.2.1 État de surface

La figure 3.12 montre l'accumulation de 2569 temps de vol de pièges magnéto-optiques. Ceux-ci sont sensés donner un flux d'atomes à peu près homogène sur le détecteur. L'échelle de couleur code pour le nombre de coups reçus dans un pixel donné, à n facteur 1/10 près : le maximum de l'échelle est à 2000 coups. On constate combien le flux mesuré est inhomogène. Le détecteur est un disque de 188 pixels de rayon : les $1,1 \cdot 10^8$ coups correspondent donc à 1000 coups/pixel en moyenne. On voit que les écarts à la moyenne sont importants. Il y a notamment une zone sombre, presque au centre, une autre un peu plus à gauche, et des points chauds sur le pourtour. Ces derniers points reçoivent des coups à tout moment, même sans que des atomes tombent réellement sur le détecteur, ils font partie du bruit (voir figure 3.13).

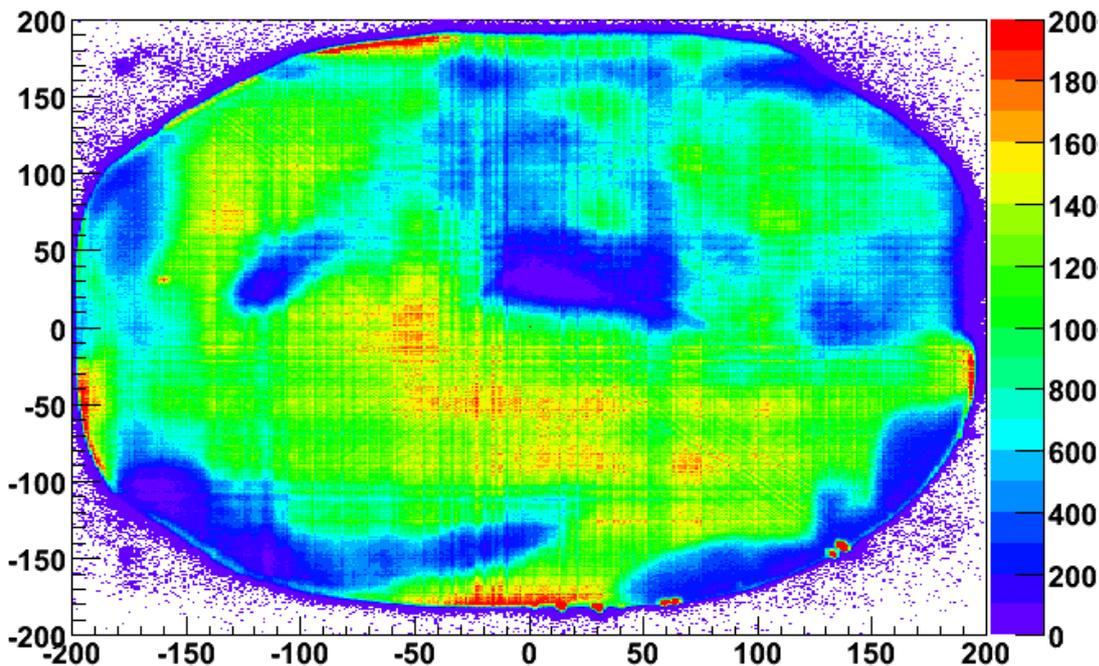


FIG. 3.12 – Gain de la détection.

La zone sombre qui se trouve près du centre du détecteur peut être due à plusieurs effets. Une première interprétation est que les galettes, telles qu'elles sont montées, subissent une contrainte qui les déforme légèrement. Dans ce cas on peut imaginer qu'au centre elles sont un peu écartées l'une de l'autre, ou au contraire un peu écrasées, et que cela perturbe l'amplification des électrons. Cela pourrait être dû aussi à un accident. En février 2005, nous avons remarqué en ouvrant l'enceinte à vide qu'un écrou était tombé sur les galettes. Il se situait sur l'anneau qui sert à extraire les ions du piège et servait à tenir le fil qui forme l'antenne radio-fréquence. Il est vraisemblable qu'il s'est desserré sous l'action des vibrations engendrées par les pompes turbo-moléculaires. Il a

donc fait une chute verticale d'un peu plus de 50 cm qui l'a nécessairement amené sur le détecteur. On l'a retrouvé sur le côté, dans une des brides CF100 de l'enceinte du détecteur. Il a donc rebondi sur le détecteur. Or, les galettes sont très fragiles. On peut donc penser qu'à l'impact l'écrou a, sinon cassé, du moins abîmé les galettes. Il a pu les déformer, ou bien écraser des micro-canaux. Quoi qu'il en soit, cet accident pourrait expliquer que l'on ait une zone presque aveugle.

Les deux interprétations convergent pour affirmer que cette zone aveugle est un défaut. On peut donc se convaincre que la détectivité moyenne est inférieure à ce qui a été prédit ci-dessus au 3.3.1. Le défaut s'étend sur environ 30×50 pixels, c'est-à-dire 1,2 % de la surface du détecteur. La détectivité baisse d'autant en moyenne. C'est faible. Mais l'inhomogénéité de la détection a plus de répercussions que cela ; car la zone sombre est presque aveugle. Donc, lorsqu'on veut normaliser une image par ce fond, on doit presque diviser zéro par zéro. La situation est différente de ce qu'on a lorsqu'on fait une soustraction de fond : cela correspondrait pour nous à enlever le bruit. Dans ce cas, l'opération conduirait à ajouter les barres d'erreur (somme quadratique). Mais ici on fait une normalisation par l'état de surface du détecteur : la barre d'erreur sur le flux reçu par les pixels concernés est donc énorme. Et dans la mesure où cette zone est au centre du détecteur, elle affecte tous les temps de vol.

3.3.2.2 Bruit

On a également cherché à déterminer le bruit du détecteur, et ce d'autant plus qu'on a des problèmes concernant la distribution de hauteur d'impulsion (voir 3.2.2.2). On a donc accumulé des séquences de détection où il n'y avait pas d'atomes piégés, de sorte que le signal attendu devrait être nul. La figure 3.13 montre le résultat pour 1500 séquences de 500 ms chacune, pendant lesquelles on observe un flux de données faible et constant.

On remarque trois structures. Les points chauds qui étaient déjà sur l'image 3.12 sont encore présent et sont donc bien du bruit. D'autre part, il y a une sorte d'auréole au centre de l'image. Et on voit enfin deux lignes un peu en biais, une de chaque côté, qui délimitent deux zones plus claires sur les bords, et la zone centrale plus bruitée.

Intéressons-nous d'abord à cette première structure. Dans les deux zones peu bruitées, le bruit représente environ 0,093 coups/pixel pour une durée totale de 750 secondes, ce qui fait donc 0,33 coups/cm²/s. Ceci est conforme aux spécifications du constructeur, qui étalonne ces deux galettes à 0,4 cps/cm²/s[94]. Dans la zone plus au centre, on est plutôt autour de 1,1 cps/cm²/s (dans la partie peu bruitée, pour $y > 100$), ce qui représente 3 fois plus. Les deux lignes qui délimitent ces zones sont elles-même plus bruitées que le reste. On peut donc interpréter les deux lignes comme des lignes de fractures. Il est vraisemblable que des contraintes mécaniques sur les galettes les ont un peu pliées et que, hormis les lignes des plis, c'est la partie centrale qui a le plus souffert, possiblement bombée sous la contrainte.

On observe ensuite des points chauds. Le pire d'entre eux (au niveau des coordonnées (150,-150)) accumule 11130 coups sur un pixel, ce qui correspond à environ 15 cps/s. C'est un bruit très important et qui serait handicapant si l'on n'utilisait pas la sensibilité en position. Mais ces points sont localisés sur le bord du détecteur et peuvent donc facilement être exclus. Ils ne gênent donc pas les mesures. La valeur du flux que cela représente (0,045 coups/s/canal) est si énorme qu'on peut s'interroger sur son origine. On vient déjà de voir les effets de contraintes mécaniques, il serait surprenant qu'il

s'agisse encore d'autres contraintes. On pourrait plutôt penser à des impuretés. Toujours est-il que le flux produit est très fort. On peut suspecter que ces fuites correspondent à un courant qui cherche à passer en continu, n'était le temps mort des galettes pour l'en empêcher. Cela correspondrait donc à une mesure du flux maximum de la galette. Cela donnerait une valeur du flux maximum détectable (sans saturation) de 150 kcps/s. Cependant, il ne s'agit là que d'une valeur calculée sur le pixel le plus actif, rien ne dit qu'on ne puisse pas trouver encore davantage. Rigoureusement, on se bornera donc à indiquer que le flux maximum possible est supérieur à cette valeur.

On observe enfin une auréole située en plein milieu du détecteur. La figure 3.14 est l'identique de la précédente sauf pour l'échelle de couleurs. Elle permet de constater que cette zone présente un bruit d'intensité bien plus faible. Cela ne dépasse pas les 40 coups par pixel sur 750 secondes, soit 0,05 coups/pixel/s, ou encore 140 coups/cm²/s. C'est une valeur très supérieure aux spécifications, et cela intervient en plein milieu des images. Cependant, 0,05 cps/pixel/s reste un flux très faible, et on pourra le négliger. Cette auréole nous intéresse néanmoins car elle révèle un autre défaut de la surface. C'est cohérent avec le « trou » dans l'état de surface des galettes, les deux zones claires étant superposables. Cela confirme donc l'hypothèse que la chute de l'écrou sur le détecteur l'a gravement endommagé. Autour de la zone morte, on trouve une zone beaucoup plus bruitée qui pourrait correspondre aux micro-canaux qui n'ont pas été directement écrasés, mais seulement abîmés ou déformés par le choc.

Les galettes actuellement en place sur le détecteur ont donc été maltraitées. Toutefois elles nous auront permis d'apprendre à utiliser ce type de détecteur. Mieux, cela n'empêche pas d'effectuer des mesures, comme en atteste le résultat de la référence [55], obtenu avec ce système. Mais lorsque le système sera bien compris et maîtrisé, il sera sans doute souhaitable de les remplacer.

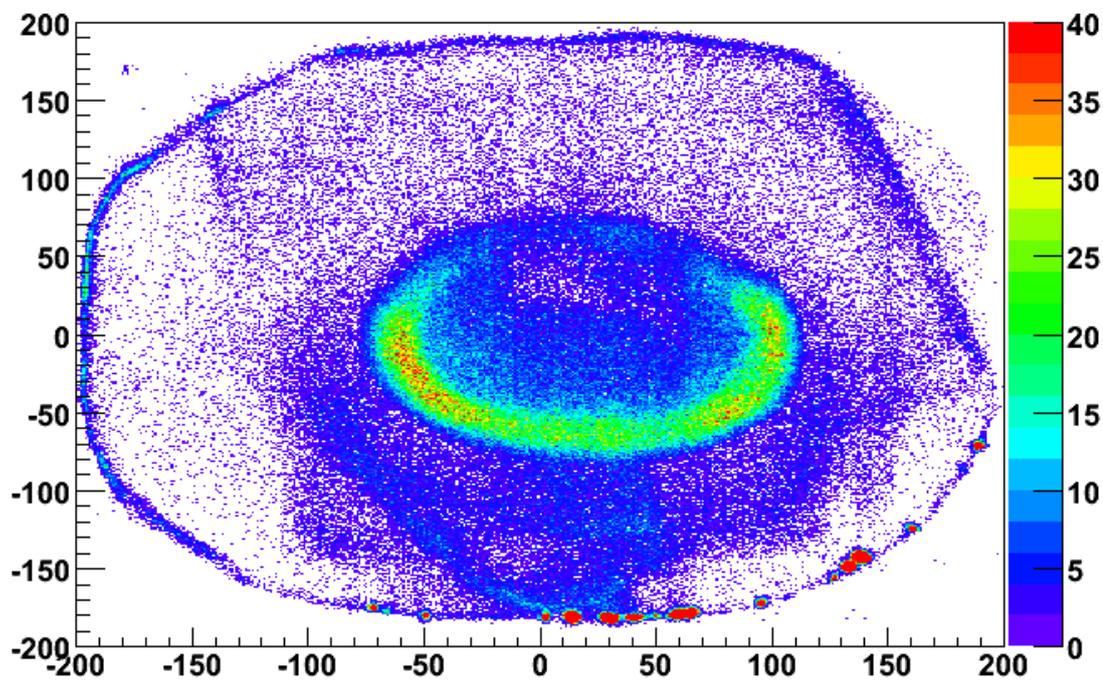


FIG. 3.13 – Bruit de la détection.

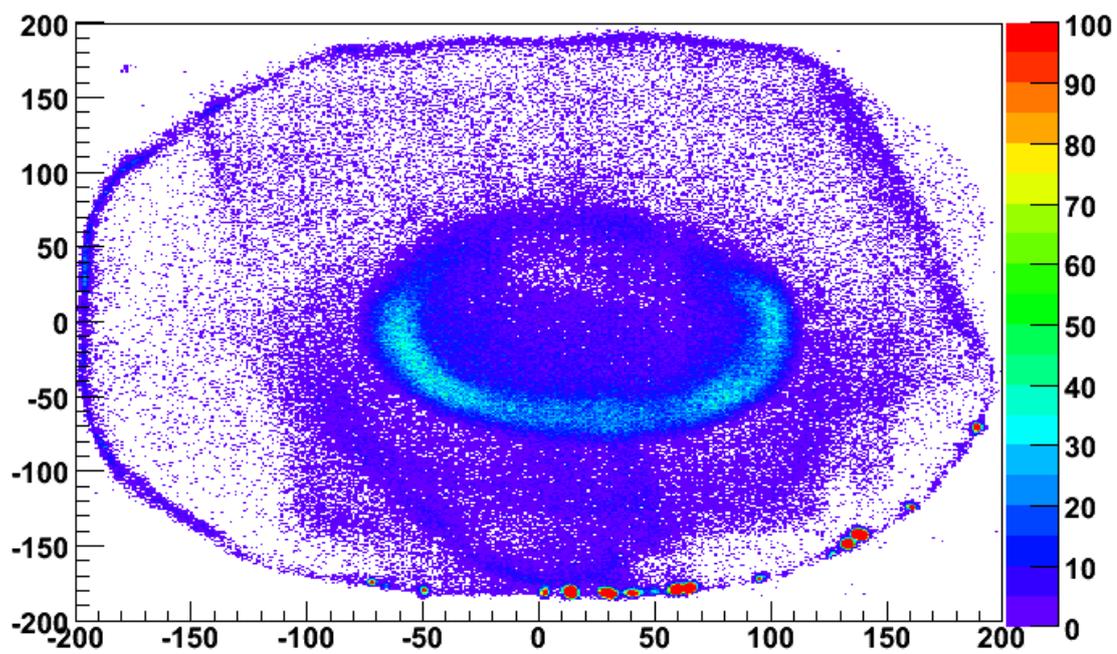


FIG. 3.14 – Bruit de la détection.

Adaptation du montage expérimental

Le changement de détecteur a impliqué un certain nombre de changements dans le montage expérimental décrit au chapitre 1 même si l'essentiel a été gardé. Aucun changement ne concerne les processus physiques qui ont été décrits. Les modifications se situent au niveau des détecteurs, et par voie de conséquence au niveau des enceintes à vide et de l'infrastructure qui supporte le montage (les bâtis).

4.1 Changement du plan d'ensemble

Nous avons vu comment la mesure des corrélations en intensité nous a amenés à changer de détecteur. Nous avons vu les caractéristiques principales de ce détecteur. Une caractéristique qui peut paraître secondaire est son encombrement. Le nouveau détecteur à lignes à retard mesure 8 cm de diamètre au niveau de sa surface active, et un peu plus encore si l'on prend le diamètre hors tout (avec le support). Il est donc évident qu'on ne pouvait pas le laisser là où se trouvait l'ancien détecteur, entre les deux brides rentrantes, espacées de 31,5 mm environ.

Nous avons donc à déplacer le détecteur. La distance où le placer peut être déterminée sur des bases physiques. Pour que le détecteur garde la même efficacité de collection des atomes d'un piège chaud, comme le piège magnéto-optique, il faut qu'il soit vu sous le même angle solide que son prédécesseur, car l'expansion des nuages chauds est quasi-isotrope. L'ancien détecteur avait une surface active de 14,5 mm de diamètre[92], et il était placé environ 5 cm sous le centre du piège. Donc on devait placer le nouveau détecteur à environ 28 cm. Concernant les nuages condensés, dont le temps de vol au centre est dominé par la gravité et non par la vitesse initiale, on a une expansion transverse proportionnelle à la racine carré de la distance de chute. Ceci nous amène à environ 1,5 m. Finalement, le détecteur a été placé à 46,5 cm. Ceci assure donc que le détecteur est vu sous un angle comparable à l'ancien, même s'il est plus petit : $1,9 \cdot 10^{-3}$ str au lieu de $5,25 \cdot 10^{-3}$ str. On gagne de plus un facteur 3,0 sur l'expansion d'un condensat ou d'un nuage thermique proche de condensation, ce qui augmente d'autant la résolution du détecteur relativement à la taille du nuage à observer. La taille de cohérence s'étend linéairement avec le temps de chute, donc elle aussi suit la même loi. On gagne donc ce même facteur 3 sur la résolution de la taille de cohérence, pour arriver à 540 μm .

Il était donc a priori bénéfique d'éloigner le détecteur par rapport à sa position précédente. Cependant, cela ne va pas sans un changement important du montage expérimental. En effet, de façon indirecte, l'enceinte à vide reposait mécaniquement sur la table optique, le piège se situant environ à une distance mesurée entre 49,7 et 50 cm au-dessus de sa surface. Cela ne laissait qu'environ 31,5 cm sous l'enceinte à vide pour rajouter le détecteur. Or le détecteur ne se résume pas à sa seule surface sensible. Il est

comme un iceberg : ce qu'il cache dessous est bien plus volumineux. L'encombrement des connexions électriques sous le détecteur nous rendait quasiment impossible leur manipulation. De plus, on préférait perdre un peu de place et ajouter une vanne tiroir permettant d'isoler la chambre du détecteur du reste du système sous ultra-vide, afin de simplifier les phases d'intervention ultérieures. Il était donc plus sage de se donner plus de place pour agrandir l'enceinte à vide, et donc de repenser l'infrastructure du montage (voir figure 4.1).

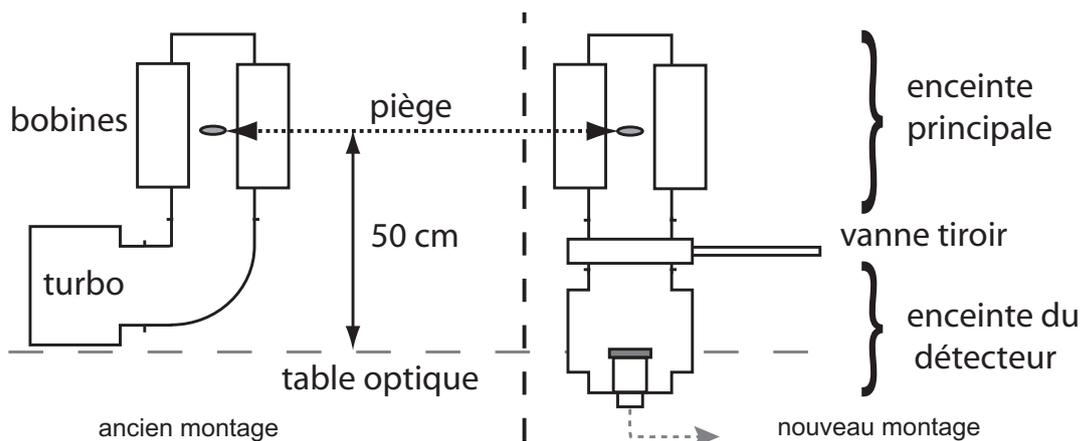


FIG. 4.1 – Problème d'encombrement avec le nouveau détecteur. La place que prennent les connexions électriques et la vanne tiroir nous oblige à repenser toute l'infrastructure du montage.

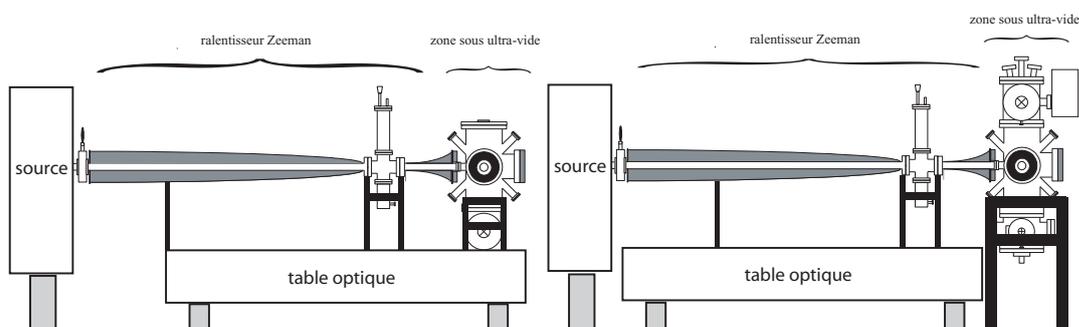


FIG. 4.2 – Comparaison des bâtis. Auparavant (à gauche), tout reposait sur la table optique. Maintenant (à droite), presque toute la partie sous vide repose sur le sol, limitant la transmission des vibrations des pompes à la partie optique.

On a donc finalement opté pour la solution consistant à déplacer la table optique, et on a conçu un nouveau bâti pour supporter l'enceinte à vide. On en a profité pour découpler mécaniquement la partie « optique », soutenue par la table optique, et la partie « vide », soutenue à même le sol (voir figure 4.2). Le contact n'a été maintenu qu'au niveau du ralentisseur Zeeman, pour éviter que son poids ne force sur les joints à vide.

Les figures 4.3 et 4.4 présentent une vue globale du montage avant et après les

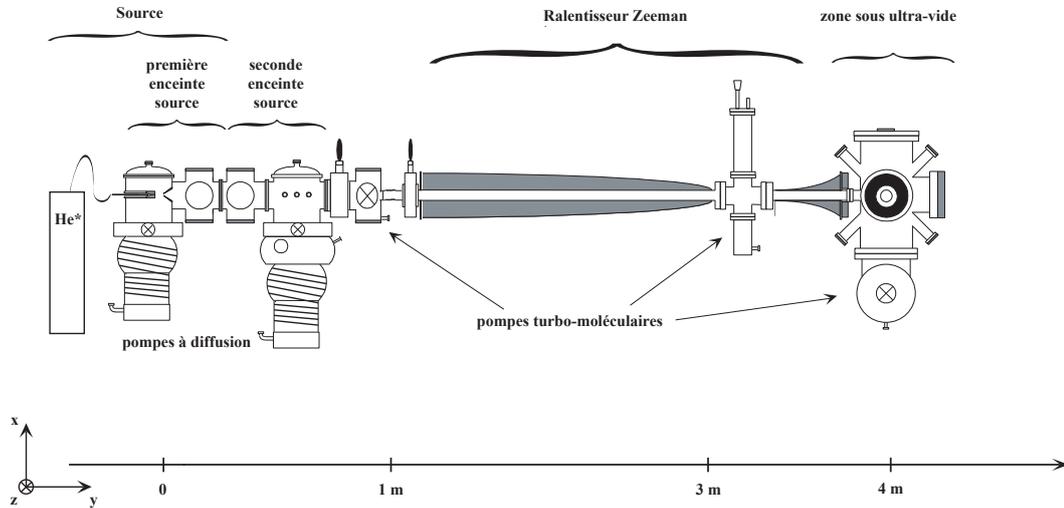


FIG. 4.3 – Schéma global de l'ancien système à vide. L'enceinte sous ultra-vide est pompée par une pompe turbo-moléculaire de débit 500 L/s et une pompe à sublimation de titane.

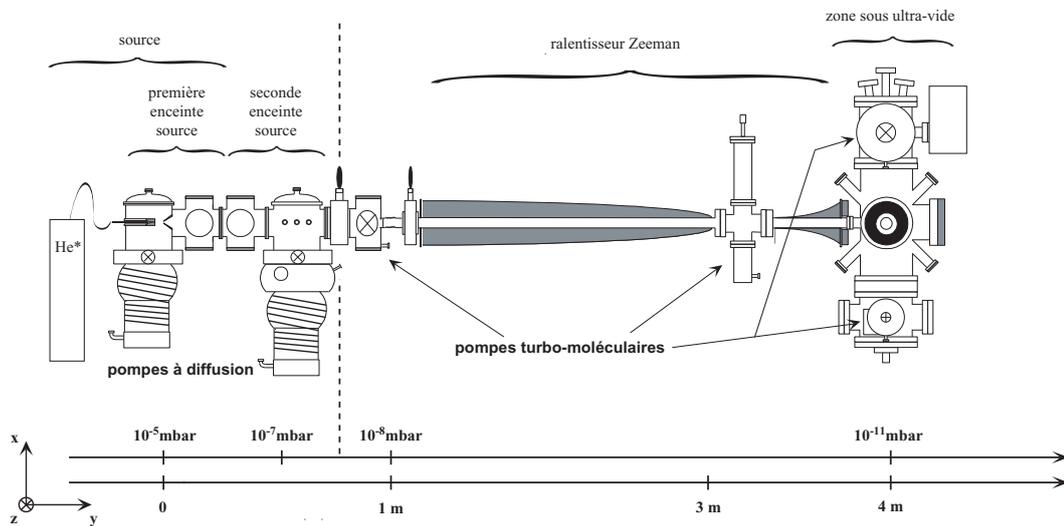


FIG. 4.4 – Schéma global du nouveau système à vide. À l'ancienne enceinte sous ultra-vide ont été ajoutées deux croix, une en haut et l'autre en bas, supportant chacune une pompe turbo-moléculaire. Le nouveau détecteur se trouve tout en bas. En haut on a ajouté une pompe «getter». Les filaments pour sublimation de titane sont toujours en place. L'ensemble sous ultra-vide a presque doublé de volume.

modifications. Leur comparaison montre les pièces qui ont été ajoutées. Ce point est commenté plus loin (voir 4.2.2). Rapidement : on voit à droite les enceintes qui ont été ajoutées en haut et en bas de l'ancienne enceinte à vide. On y voit aussi la pompe turbo-moléculaire supplémentaire.

4.2 Le système à vide

Le système à vide a dû être repensé pour adapter la capacité de pompage à la nouvelle enceinte à vide. En effet, le volume à pomper a été multiplié par 1,9. Pour compenser, on a ajouté une pompe turbo-moléculaire de débit nominal 200 L/s, et une pompe « getter » de 1000 L/s environ.

4.2.1 La chaîne du vide

La figure 4.4 montre la progression entre les faibles pressions à gauche et l'ultra-vide à l'extrême droite. La partie à gauche des pointillés est remise à la pression ambiante chaque soir. Les parois en inox sont donc gorgées d'eau. La pression n'y descend pas au-dessous de 10^{-7} mbar. Tout à droite, la pression est constamment dans la gamme des quelques 10^{-11} mbar. Il faut établir un vide différentiel entre ces deux extrémités. Elles sont reliées par le tube autour duquel sont enroulées les bobines Zeeman. Le ralentisseur Zeeman n'a donc pas pour seule fonction de ralentir les atomes, il permet aussi l'établissement du vide différentiel, grâce à sa faible conductance. Le reste consiste à choisir les bonnes pompes.

Pour effectuer ce choix, nous ne sommes pas partis de rien. Nous avons en effet un système en état de marche muni de jauges de pression. Cela permet de valider les interprétations sur le rôle des différentes pièces dans l'établissement du vide. Et donc de faire le choix en connaissance de cause. Je présente donc le calcul des pressions, validé sur l'ancien montage, pour extrapoler sur nos nouveaux besoins. Les formules utilisées sont en annexe A.

4.2.1.1 Les pressions sur l'ancien montage

Le tube employé pour le ralentisseur Zeeman est assez petit (tube CF40 standard) et mesure environ 3 m, ce qui lui donne une très faible conductance en écoulement moléculaire : de l'ordre de 2 L/s. Pour une différence de pression de l'ordre de $2 \cdot 10^{-7}$ mbar (pression au niveau de la seconde enceinte source, voir figure 4.4), on obtient donc une fuite de gaz de $4 \cdot 10^{-7}$ mbar.L/s. Il faudrait donc une vitesse de pompage de 8000 L/s pour arriver à une pression finale de $5 \cdot 10^{-11}$ mbar. De plus, la pression serait partout assez élevé, ce qui augmenterait les collisions avec les atomes métastables.

On intercale donc des trous pour aider au vide différentiels et des pompes intermédiaires. Après la vanne repérée par les pointillés sur la figure 4.4, on place un trou. Son intérêt principal est d'arrêter le jet direct des atomes d'hélium non-excités, comme expliqué au 1.3.1.2. Mais dans la mesure où il obstrue partiellement le tube, il participe aussi au vide différentiel. Sa surface ouverte est d'environ 7 mm^2 . Après cette pièce, la fuite est donc d'environ $1,0 \cdot 10^{-5}$ mbar.L/s. La première pompe turbo-moléculaire a un débit nominal de 200 L/s, et elle est au bout d'un tube ISO-K100 de 10 cm environ, soit une vitesse de pompage effective de l'ordre de 100 L/s. Ceci donne donc une pression d'environ $1,0 \cdot 10^{-7}$ mbar, cohérente avec l'indication de la jauge : $6,8 \cdot 10^{-8}$ mbar. C'est cette valeur que l'on prendra pour la suite.

On met aussi une pompe turbo-moléculaire de 50 L/s entre les deux bobines Zeeman, soit 2 m plus loin. La fuite y est de $2,3 \cdot 10^{-7}$ mbar.L/s, ce qui donne une pression de $4,5 \cdot 10^{-9}$ mbar environ. Il n'y a pas de jauge pour corroborer l'estimation. A la fin du second tube Zeeman, de 60 cm de long, il reste une fuite de $5,1 \cdot 10^{-8}$ mbar.L/s. On a gagné un ordre de grandeur.

La pompe de 500 L/s est au bout d'un coude CF160 de longueur 40 cm, plus 10 cm de tube CF160 (l'enceinte à vide), ce qui équivaut à une vitesse de pompage effective de 310 L/s. On peut estimer la conductance des brides rentrantes à 1800 L/s environ, ce qui ramène à une vitesse effective de 270 L/s. Si cette pompe était seule à pomper, on devrait donc avoir $1,9 \cdot 10^{-10}$ mbar dans l'enceinte. La jauge étant bloquée en limite basse à $1,0 \cdot 10^{-10}$ mbar, le pompage dû à la sublimation de titane est donc déterminant. Il doit être d'au moins quelques 100 L/s, équivalent à la pompe turbo-moléculaire, ce qui semble cohérent.

On parvient donc à expliquer la pression observée expérimentalement. Dans ces calculs, à chaque étape la contribution des parties aval du montage a été négligée. Cela suppose que la pression y est bien plus faible, et que la vitesse de pompage effective est négligeable. Ces approximations semblent justifiées. On a également passé sous silence la contribution du dégazage des parois de l'enceinte. Cela suppose un étuvage parfait. C'est sans doute vrai pour toute la partie avant l'enceinte sous ultra-vide. C'est moins évident pour l'enceinte ultra-vide elle-même. On constate en effet que la qualité de l'étuvage influence la qualité finale du vide. En l'état actuel, nous n'avons pas de jauge assez performante pour mesurer la pression finale. Nous avons en revanche un spectromètre de masse. Il n'est pas calibré pour donner la pression, mais il permet d'apprécier la contribution relative des différents gaz, et de comparer le résultat des étuvages. On est ainsi tenté de croire que le dégazage des parois en inox n'est pas négligeable.

Pour expliquer le résultat de notre calcul des pressions, on peut supposer que la contribution du dégazage, sans être négligeable, est assez faible pour ne pas avoir à apparaître dans un calcul somme toute assez approximatif : il suffit qu'il ne change pas le résultat par un facteur 2. On peut aussi supposer que la qualité de l'étuvage change notablement la composition du gaz résiduel, ce qui est vrai, et que c'est cela qui porte le plus grand effet, plus que la pression totale. On pourra aussi noter que les calculs ont été faits sur les vitesses nominales des pompes. Or, il s'agit de pompes turbo-moléculaires. Leur taux de compression varie comme $\exp(C^{\text{ste}} \sqrt{m/T})$ avec m la masse moléculaire et T la température. Donc les gaz légers sont beaucoup moins bien pompés que les gaz lourds : cela peut aller jusqu'à un facteur 1000 entre le diazote et l'hélium.

4.2.1.2 Les pressions sur le nouveau montage

Nous allons maintenant étudier la configuration sur le nouveau montage. Pour effectuer le calcul des pressions sur le nouveau montage, nous allons prendre le résultat précédent pour valable en ce qui concerne le taux de fuite dû au vide différentiel : $5,1 \cdot 10^{-8}$ mbar.L/s. On va rajouter l'effet du dégazage à la main. On suppose que dans l'ancienne configuration la pression finale était autour de $5 \cdot 10^{-11}$ mbar et que le titane produisait un pompage de débit 1000 L/s. Il y aurait donc eu 1270 L/s de vitesse de pompage totale. Ceci conduit à une estimation du taux de fuite par dégazage de $1,3 \cdot 10^{-8}$ mbar.L/s.

On peut estimer le taux de fuite sur le nouveau montage en constatant que le volume sous ultra-vide est passé de 12,4 L à 23,4 L, soit un facteur 1,9, et en supposant que la

surface a varié de même. C'est plausible car on rajoute des enceintes de même diamètre que la précédente. Ceci donne un taux de fuite par dégazage de $2,5 \cdot 10^{-8}$ mbar.L/s et un taux de fuite total de $7,6 \cdot 10^{-8}$ mbar.L/s. Il faut donc environ 1500 L/s pour atteindre la même pression finale de $5 \cdot 10^{-11}$ mbar. La pompe 500 L/s, dans la nouvelle configuration, a une vitesse de pompage effective de 280 L/s. La sublimation de titane est toujours disponible. On a rajouté une pompe de 200 L/s, qui donne une vitesse de pompage effective de 150 L/s. Elle devrait donc faire l'affaire.

On doit relativiser ce résultat par le fait que le mode de calcul de la surface que l'on vient d'utiliser est très approximatif. La surface qui dégaze n'est pas limitée aux parois en inox. Il y a aussi des galettes à micro-canaux sous vide. La surface de l'ancienne enceinte devait représenter environ $0,3 \text{ m}^2$; celle des galettes à micro-canaux $0,026 \text{ m}^2$. Mais dans le nouveau montage, la surface de l'enceinte représente environ $0,6 \text{ m}^2$; celle des galettes à micro-canaux $1,1 \text{ m}^2$! La surface amenée par les galettes à micro-canaux n'est donc plus si petite, et finalement la surface aurait plutôt quintuplé. Ceci donnerait un taux de fuite de $12 \cdot 10^{-8}$ mbar.L/s, ce qui requiert une vitesse de pompage de 2350 L/s. Il nous manquerait alors 900 L/s. Mais ce calcul n'est pas a priori plus juste que le précédent, car on ignore comment se comporte exactement une galette à micro-canaux sous vide. Le matériau est très différent de l'inox et pourrait dégazer sensiblement moins. Il est donc probable que la vérité se situe entre ces deux valeurs.

La vitesse de pompage semble donc légèrement insuffisante. On peut aussi noter que l'efficacité de la sublimation de titane pourrait être moindre car le filament de titane voit légèrement moins de surface que dans l'ancienne configuration. Ceci devrait cependant rester marginal. Pour plus de sécurité, nous avons rajouté une pompe « getter » qui devrait pouvoir pomper à un débit nominal de 1000 L/s.

Pour compléter cette étude, on doit remarquer que le placement des pompes n'est pas non plus innocent. Le nouveau détecteur pourrait ramener un taux de fuite important, mais c'est précisément là qu'a été placée la pompe supplémentaire. On peut espérer que cela joue en notre faveur, et qu'au niveau du piège le vide est meilleur que ce qu'indique le calcul.

Finalement, on a réussi à atteindre une durée de vie de 80 s pour le piège magnétique (130 s si l'on éteint les LASER et qu'on coupe tout à fait le jet d'atomes). C'est un peu inférieur à ce que l'on avait auparavant, et qui était plutôt autour de 100 s. Peut-être cela est-il dû à la qualité du vide. La pompe getter n'a pas été nécessaire. On a cherché à estimer sa contribution, mais elle n'est pas claire. Elle semble baisser un peu les pressions partielles mesurées par le spectromètre de masse, mais très peu. Il est difficile de savoir si elle fonctionne correctement. La durée de vie est donc un peu moins bonne qu'avant. Néanmoins, et c'est là la chose importante, elle est assez élevée. Elle est sensiblement plus longue que la durée de l'évaporation radio-fréquence (qui ne dépasse pas 40 s). C'est donc un vide suffisant pour réaliser les expériences.

4.2.2 L'enceinte à vide

Les figures 4.3 et 4.4 présentent une vue globale du montage avant et après les modifications. Leur comparaison montre les pièces qui ont été ajoutées. Sous l'ancienne enceinte à vide a été ajoutée une enceinte où l'on a installé le détecteur ainsi qu'une jauge de pression et la pompe turbo-moléculaire 200 L/s. La pompe 500 L/s a été déplacée au-dessus, sur une troisième enceinte à vide, où l'on a aussi installé la pompe « getter » et le spectromètre de masse. La petite épaisseur entre l'enceinte à vide principale et celle du

bas est une vanne tiroir à joint VITON® qui permet, pour de courtes durées¹, et sans casser le vide dans le reste du montage, de remettre à pression ambiante l'enceinte du bas pour manipuler le détecteur. Dernier changement : le pot à azote et le doigt froid qui se trouvaient entre les deux bobines Zeeman ont été remplacés par un détecteur Faraday (voir section 4.3).

En concevant le plan des nouvelles enceintes, on a suivi plusieurs lignes directrices : au premier plan il s'agissait d'inclure le nouveau détecteur (voir chapitre 3) et un détecteur spécifique pour les ions (voir section 4.4). Il fallait aussi permettre une manipulation optique des atomes plus aisée, et optimiser le pompage par sublimation de titane.

Un premier essai de manipulation optique des atomes a été réalisé avec des faisceaux Raman, sur l'ancien montage. Comme expliqué au 1.3.5.2, le but était de transférer les atomes dans le sous-niveau magnétique non-piégeant $m = 0$ afin d'améliorer la détection, mais cela n'a pas donné de résultat probant. Nous avons notamment souffert du fait que les galettes ont une surface métallique et réfléchissaient ou diffusaient une partie de la lumière. Nous avons ainsi observé des atomes qui, au lieu d'être à vitesse nulle, avaient une vitesse équivalente à deux fois la vitesse de recul. Cela ne s'expliquait que dans la mesure où il existait un faisceau réfléchi. Pour éviter ce problème, on a besoin d'un nouvel accès optique. Nous avons ainsi aménagé deux accès optiques, à $\pm 7^\circ$ par rapport à la verticale, dans le plan perpendiculaire au champ magnétique. On a ajouté les piquages nécessaires au sommet du montage, et sur l'enceinte du bas on a réservé l'espace requis pour ajouter deux miroirs sous vide et les hublots qui permettront de sortir les faisceaux. L'angle a été calculé pour que les faisceaux passent dans l'enceinte sans rencontrer aucune pièce. En particulier, ils ne devraient pas voir le détecteur (voir figure 4.5).

La sublimation de titane pose aussi des problèmes lorsqu'on modifie les enceintes à vide. Le titane est stocké sur un filament que l'on chauffe pour le sublimer et produire ainsi du titane gazeux qui va se déposer ensuite sur les parois. Ce titane génère un pompage d'autant plus efficace que la surface couverte est importante. C'est la raison pour laquelle on fonctionnait déjà avec un filament de titane mis directement sous vide dans l'enceinte, sans protection. Ces protection sont des écrans qui évitent que le titane n'aille se déposer n'importe où. Mais elles limitent la vitesse de pompage de deux manières : premièrement elles diminuent la vitesse de pompage effective en retranchant la pompe derrière un écran, et deuxièmement, en confinant le titane dans la pompe, elles restreignent énormément la surface couverte. C'est pourquoi le filament de titane était mis presque au centre de l'enceinte. Cela lui permettait de recouvrir une surface très importante.

L'ennui est que le titane n'est pas transparent, donc il ne faut pas en mettre sur les hublots. Et il ne faut pas non plus en mettre sur le détecteur car il modifierait la qualité de la surface, ne serait-ce que par sa conductivité électrique. Or, dans la nouvelle configuration, le détecteur n'est plus protégé automatiquement, et de plus on a ajouté des hublots pour augmenter l'accès optique. Le schéma 4.6 pose le problème et présente la solution retenue.

Pour protéger le détecteur, la solution naïve consiste à renfoncer le filament dans

¹Le vide limite garanti par le constructeur n'est que de 10^{-10} mbar. Cependant le taux de fuite est faible ($\leq 1.10^{-9}$ mbar.L/s), ce qui évite que la pression ne remonte trop vite. Tant que l'enceinte du bas ne reste pas trop longtemps à pression ambiante, on peut donc considérer que le vide est maintenu dans l'enceinte à vide principale. En temps normal, la vanne est ouverte et les deux parties sont sous ultra-vide, donc cela n'a aucune incidence.

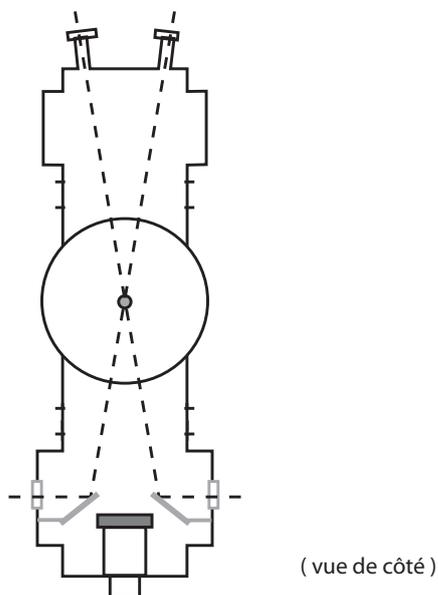


FIG. 4.5 – Accès optique pour les faisceaux annexes (transition Raman, manipulation des atomes). On a représenté l'enceinte vue de côté avec en trait tireté les faisceaux lumineux. En gris clair, les miroirs sous vide et les hublots ne sont pas encore mis.

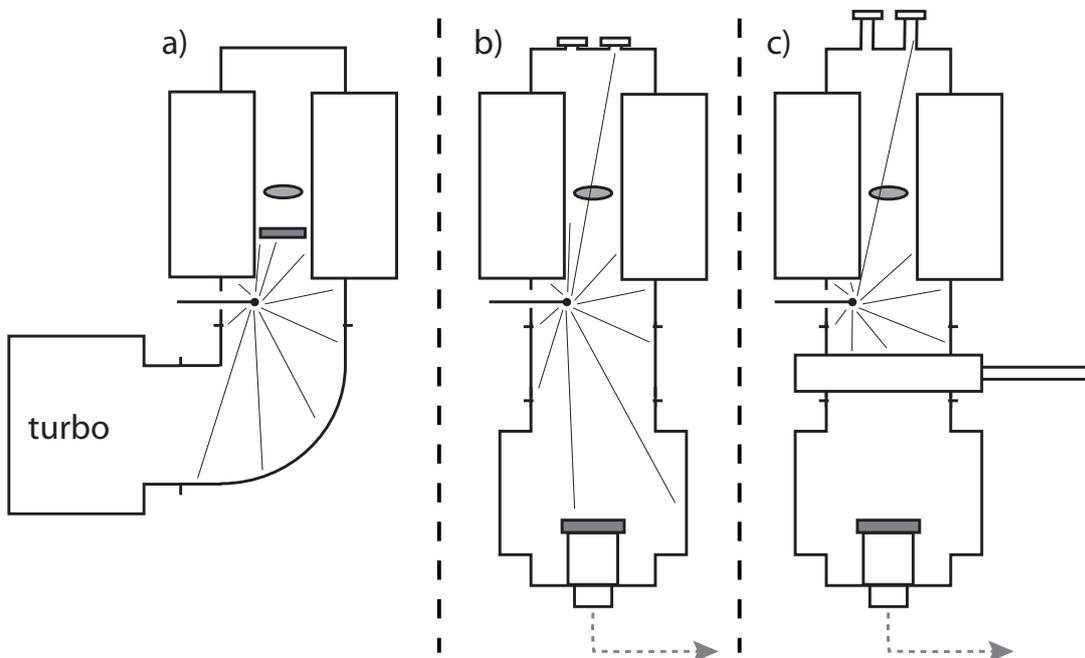


FIG. 4.6 – Le problème posé par la sublimation de titane : le détecteur et les hublots du haut sont exposés (b) alors qu'avant ils ne l'étaient pas (a). La solution retenue (c) : le détecteur est protégé par la vanne, et les hublots sont assez éloignés pour être mis à l'abri par les brides rentrantes. L'enceinte est vue de face (dans l'axe du jet d'atomes).

un piquage latéral. Mais cela aurait beaucoup diminué la surface couverte de titane par la sublimation. On résout le problème en fermant la vanne lors de ces phases de sublimation. L'enceinte du bas est alors isolée, et cela autorise à placer le filament où l'on veut dans l'enceinte principale. C'est donc un autre intérêt d'avoir ajouté la vanne tiroir. Cela n'est cependant pas parfait : car la surface de la vanne couverte de titane est ensuite presque cachée lorsque la vanne est rouverte. On perd donc de la surface. Mais c'est néanmoins préférable à la solution « naïve » en terme de surface. De plus, cela place le filament plus au centre de l'enceinte, et le titane peut donc être déposé au plus près du piège d'atomes. On peut en mettre sur la face intérieure de l'une des deux brides rentrantes, à 1,5 cm environ du piège. Cela augmente aussi la vitesse de pompage effective.

Pour protéger les hublots, on a calculé le placement du filament. Il est mis sur le même piquage que sur l'ancien montage, ce qui garanti qu'il reste invisible aux hublots qui existaient déjà : pour le ralentissement Zeeman, et pour les trois faisceaux du piège magnéto-optique. On calcule ensuite de combien on peut l'avancer au maximum dans l'enceinte à vide sans qu'il soit en vision directe des hublots du haut. La figure 4.6 illustre la solution. On y voit en particulier le rayon limite qui rase la bride rentrante et ne parvient pas au hublot : les hublots sont protégés par les brides rentrantes d'une part, et d'autre part ils sont en retrait, au fond de leur piquage. La situation optimale a été calculée par trigonométrie, et la solution finale a été vérifiée au bureau d'étude du laboratoire grâce au logiciel CATIA. Quant à l'expérience, elle a montré qu'effectivement on peut sublimer sans mettre de titane sur les hublots.

4.2.3 Le bâti

La figure 4.2 schématise la modification des bâtis. Puisque le montage était déjà en plein remaniement, nous avons profité de l'occasion pour découpler l'optique et les enceintes à vide. Presque tout repose à présent sur le sol alors qu'auparavant tout le bâti était ramené sur la table optique. Le découplage n'est pas parfait car le tube du ralentisseur Zeeman demande encore à être soutenu sur la table optique : cela simplifie beaucoup le montage. Mais la seule pompe turbo-moléculaire qui reste posée sur la table optique est la plus petite (50 L/s), qui tourne plus vite et semble ne presque pas vibrer. On peut donc espérer que l'isolation est assez bonne.

On a aussi créé un bâti indépendant pour soutenir les éléments optiques qui entourent l'enceinte à vide : il s'agit principalement des miroirs de renvoi. Ce bâti est évidemment solidaire de la table optique et n'a pas de contact avec celui de l'enceinte à vide. Les miroirs doivent être stables. Ce bâti nous pose malgré tout un problème de vibration : il est en porte-à-faux par rapport à la table optique, la portée étant de l'ordre de 1 m. Le matériau choisi supporte la charge mais n'est pas suffisamment rigide pour éviter les vibrations. L'ensemble est légèrement flexible et peut osciller lentement. Pour l'instant, il ne nous semble pas que les vibrations engendrées par les pompes excitent une résonance de ce bâti. Il est probable que ces résonances sont trop basses en fréquence. Cependant, il se pourrait que des modes d'ordre supérieurs soient excités. Si tel est le cas, nous n'avons pas encore vu leur influence sur le piège d'atomes.

4.2.4 Conclusion

Les modifications que nous venons de décrire représentent un chantier qui s'est étalé sur deux ou trois mois pour la phase de construction, plus six mois pour refaire

les réglages. L'ensemble a donc été préparé longtemps à l'avance. Malgré toutes les précautions, nous nous sommes aperçus en cours de route que certaines choses n'avaient pas été prévues. Et de manière plus générale, je crois que c'est maintenant que tout est fini que l'on sait vraiment ce qu'il fallait faire et comment on aurait dû s'y prendre.

Le montage n'est donc pas parfait. On peut estimer que le problème du bâti pour l'optique a été résolu de façon temporaire mais n'a pas reçu de solution définitive. Le bâti pour le système à vide demande lui aussi à être amélioré : les pompes accrochées aux enceintes en hauteur pourraient être suspendues ou soutenues de manière à moins forcer les joints et à limiter les vibrations éventuelles.

Concernant l'enceinte à vide, on est parvenu à un état final plus satisfaisant. La question des pressions a reçu une réponse qu'on peut estimer définitive, sauf quelques doutes sur l'état de marche de la pompe « getter ». Nous allons voir dans la suite ce qu'il en est des détecteurs (autre que celui qui a été décrit au chapitre 3).

4.3 Le détecteur Faraday

Le détecteur Faraday² répond à un besoin précis : connaître le flux d'atomes d'hélium métastable qui passe dans le ralentisseur Zeeman, entre la source et l'enceinte sous ultra-vide. Ce flux n'est pas facile à mesurer par d'autres méthodes. Cela demande de réaliser une mesure d'absorption ou de fluorescence, la difficulté consistant à la rendre quantitative quant au nombre absolu d'atomes. On va voir que c'est beaucoup plus facile avec ce détecteur. Une fois la mise en place et la calibration achevées, mesurer le flux est l'affaire de cinq minutes, sans rien avoir à ajouter au montage ni faire de réglage majeur.

Nous avons pu apprécier ce détecteur durant toute la phase de réglage du ralentissement et du piège magnéto-optique. Cela a permis de tester le flux de la source indépendamment du reste. Même une fois le signal obtenu, il arrivait parfois de perdre le signal et on a alors apprécié de pouvoir profiter de cet outil de diagnostic rapide pour rechercher les causes. Avantage supplémentaire : notre implémentation du détecteur Faraday rend possible la mesure, non seulement du flux absolu, mais aussi de son profil vertical.

Nous avons peu le choix de l'emplacement pour ce détecteur. L'enceinte sous ultra-vide est déjà encombrée : pas de possibilité de ce côté-là. Le mettre juste en sortie de la source n'aurait pas facilité la mesure du profil vertical du jet d'atomes. En effet, le jet diverge : il est donc très petit à la source (quelques millimètres) et plus large ensuite (quelques centimètres). Il ne restait donc qu'à le placer entre les deux bobines du ralentisseur Zeeman. A ce niveau, on disposait déjà d'une petite enceinte en inox sur laquelle étaient greffés la pompe turbo-moléculaire de 50 L/s et le doigt froid avec son pot à azote. Ce dernier n'étant plus utilisé, on l'a remplacé par le détecteur Faraday.

4.3.1 Principe

Le détecteur Faraday est un détecteur de charge. Comme dans le cas des galettes à micro-canaux, il s'agit de convertir le flux incident en charge électrique, puis de récolter ces charges pour les mesurer. On présente donc une plaque métallique dans le jet d'atomes. Le fait qu'elle soit métallique sert à conduire les charges. Les particules assez énergétiques arrachent un électron : ce sont les atomes métastables et le rayonnement

²Je remercie José Gomes pour son idée et pour avoir impulsé le projet.

électromagnétique dur, qui sont tous produits dans le plasma de la source. Les charges sont ensuite écoulees vers la masse via une résistance de lecture, comme montré sur la figure 4.7.

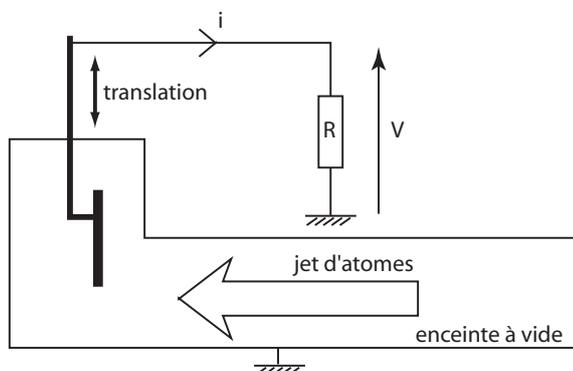


FIG. 4.7 – Principe du détecteur Faraday. Pour 10^{10} at/s on attend $i = 1$ nA, et donc $V = 1$ mV avec $R = 1$ M Ω .

Le dispositif est donc bien plus simple que pour des galettes à micro-canaux. Par contre, la quantité de charges à lire est beaucoup plus faible. On veut mesurer des flux de l'ordre quelques 10^{10} at/s, ce qui équivaut à 10^{-9} A, soit encore 1 mV lu sur une résistance de 1 M Ω . Il y a en réalité quelques facteurs qui réduisent le signal (et qui seront explicités au 4.3.3). Une mesure typique est de 500 μ V de signal sur un fond de l'ordre du Volt, soit quelques 10^{-4} . La mesure est donc faisable, mais elle est à la limite. On a essayé de la réaliser directement, avec l'amplificateur de courant d'une détection synchrone : c'était trop difficile en raison du bruit de fond. On a donc utilisé la détection synchrone pour séparer le signal du fond.

Il fallait concevoir un détecteur qui coupe le jet d'atomes, pour la détection, puis qui se rétracte, pour laisser les atomes passer. On a donc monté la plaque collectrice sur une translation sous vide (voir figure 4.7). Pour accéder au profil vertical du faisceau, on effectue une série de mesures à différentes positions du détecteur. Il s'agit toujours de mesures du flux d'atomes non ralentis, car la plaque du détecteur occulte le faisceau ralentisseur.

4.3.2 Réalisation

La réalisation du détecteur Faraday pose plusieurs problèmes de nature électrique. Le principal est la connexion entre la plaque collectrice et le passage électrique (qui sort le courant vers l'extérieur de l'enceinte). Pour maintenir la connexion quelle que soit la position de la translation, le fil doit être souple. Le fil doit aussi aller sous vide sans trop dégazer, donc on proscrit les gaines habituelles. Nous avons testé deux solutions au problème : fil nu, et fil gainé avec du CAPTON®.

Utiliser un fil nu est la solution la plus sûre pour la qualité du vide, et c'est celle par laquelle nous avons commencé. Nous avons pris un fil de cuivre de très faible épaisseur (de l'ordre du dixième de millimètre) que nous avons roulé autour d'un diamètre de l'ordre de 5 mm pour en faire un ressort assez mou. Le fil peut ainsi s'étendre et se rétracter pour suivre le mouvement de la translation. Ceci nous a posé un problème de vieillissement, car le cycle extension-contraction n'est pas parfaitement réversible.

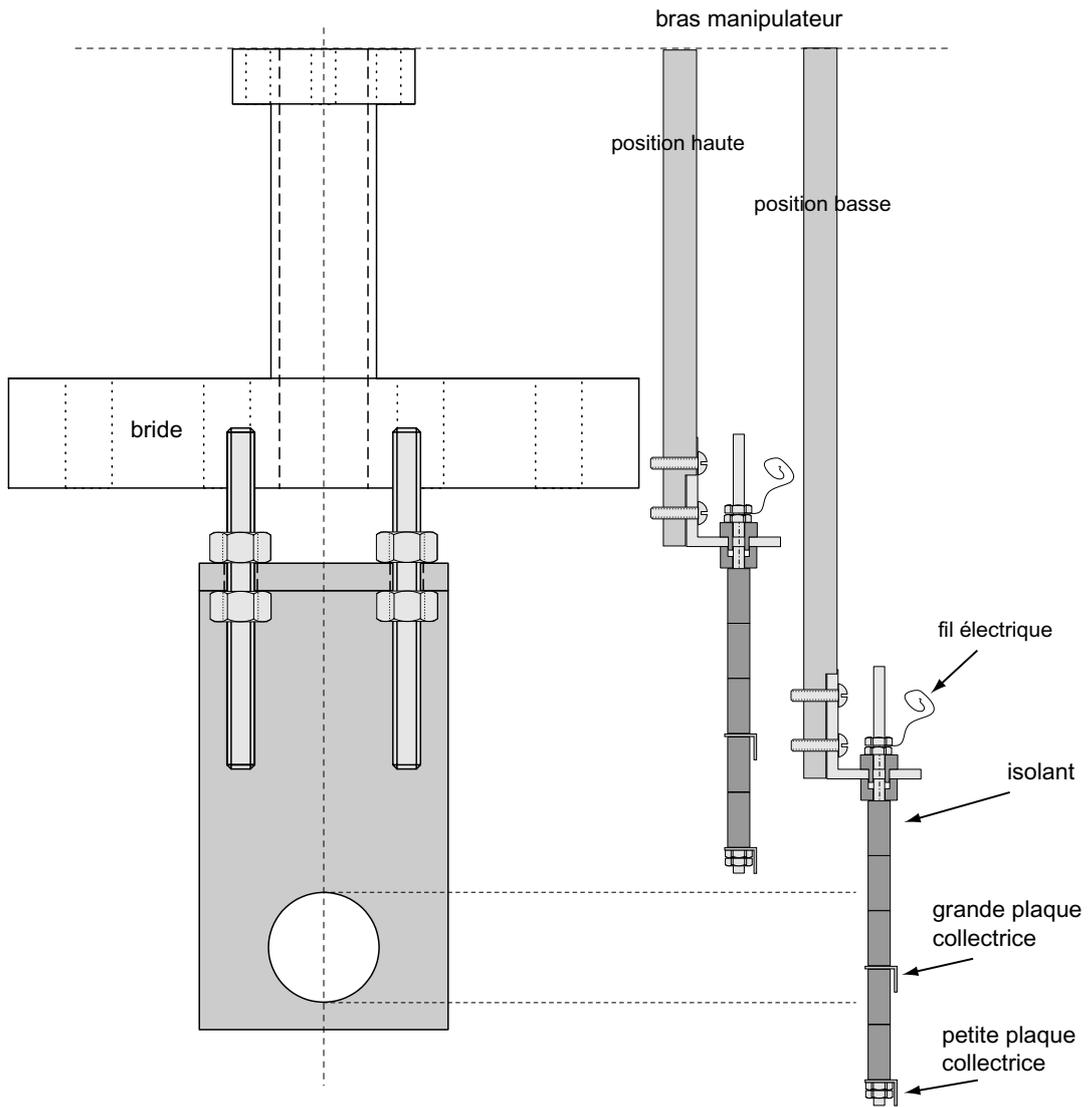


FIG. 4.8 – Plan du détecteur Faraday.

Malgré les précautions de montage, le fil a fini par mal revenir en position initiale, et toucher les parois de l'enceinte à vide. Les parois sont en inox et sont évidemment mises à la masse. Nous avons donc un court-circuit. La solution actuelle consiste à employer du CAPTON®. Cela règle d'emblée la question électrique, car le CAPTON® est isolant. La question qui se pose est plutôt celle de sa tenue au vide. Il commence à dégazer (en se détruisant) vers 180 °C. Il demande donc une surveillance particulière au moment de l'étuvage. Cela ne nous a pas posé de problème de qualité de vide jusqu'à présent.

La taille de la plaque collectrice peut être choisie de deux manières opposées : la plus grande possible, ou la plus petite possible. Si la plaque est grande, pour avoir le profil du jet d'atomes il faut la descendre progressivement dans le jet. On obtient la courbe intégrale du profil, et il suffit ensuite de la dériver (on n'aura que le profil vertical). Nous avons décidé de plutôt choisir une petite plaque qui donne directement le profil (vertical) recherché. Le danger est la sensibilité du détecteur. Si le flux est beaucoup plus faible que prévu, on ne détecte rien avec la petite plaque. Avec une grande, la surface collectrice est plus importante. On perd aussi la résolution du profil, mais on peut au moins espérer détecter le flux total en descendant la plaque au maximum. Par contre, en choisissant d'utiliser une petite plaque, on s'est donné la possibilité de détecter aussi le profil transverse du jet. L'idée est d'utiliser deux plaques l'une au-dessus de l'autre. Le plan présenté sur la figure 4.8 donne une idée de l'agencement de ces deux plaques. Elles sont assez espacées pour qu'une seule plaque à la fois soit dans le jet d'atomes. La première est étroite et la seconde est large. En comparant le courant récolté par les deux, et en supposant le jet centré latéralement, on peut trouver la largeur du jet sur l'axe horizontal.

La dernière question est celle de l'isolation des connexions électriques par rapport au jet d'atomes lui-même. A priori, ceci n'est pas négligeable car la tige filetée qui supporte les plaques (voir le plan sur la figure 4.8) est à peine plus fine que la petite plaque, et beaucoup plus longue : elle présente donc plus de surface au flux. Peut-être pourrait-on corriger la mesure pour enlever sa contribution. En tout cas, il est plus simple de l'isoler. On répond à ce problème en utilisant un écran et une gaine en céramique (voir le plan). L'écran protège la plaque inutilisée. La gaine est constituée d'une série de petits cylindres creux en céramique qui sont enfilés autour de la tige filetée. Une fois serré entre les écrous, l'ensemble est rigide. On peut aussi apercevoir le montage final sur la figure 4.9.

4.3.3 Calibration

La calibration du détecteur n'a pas été faite par comparaison avec la mesure d'un autre détecteur, mais par calibration absolue. On a donc cherché à déterminer tous les facteurs qui rentrent en ligne de compte. Ce sont l'efficacité quantique ε , le facteur de moyennage par dispersion des vitesses α , la résistance R , et enfin la taille de la plaque a .

efficacité quantique

L'efficacité quantique ε est celle qui intervient dans le processus par lequel l'atome métastable arrache un électron à la surface métallique. Au paragraphe 3.3.1, nous avons pris $\varepsilon = 40\%$, avec une incertitude d'un facteur 2. La nature de la surface était différente : nous avons ici un métal, les parois intérieures des galettes à micro-canaux sont en verre traité. Par conséquent rien ne nous dit que cette valeur soit la bonne. Dans un métal

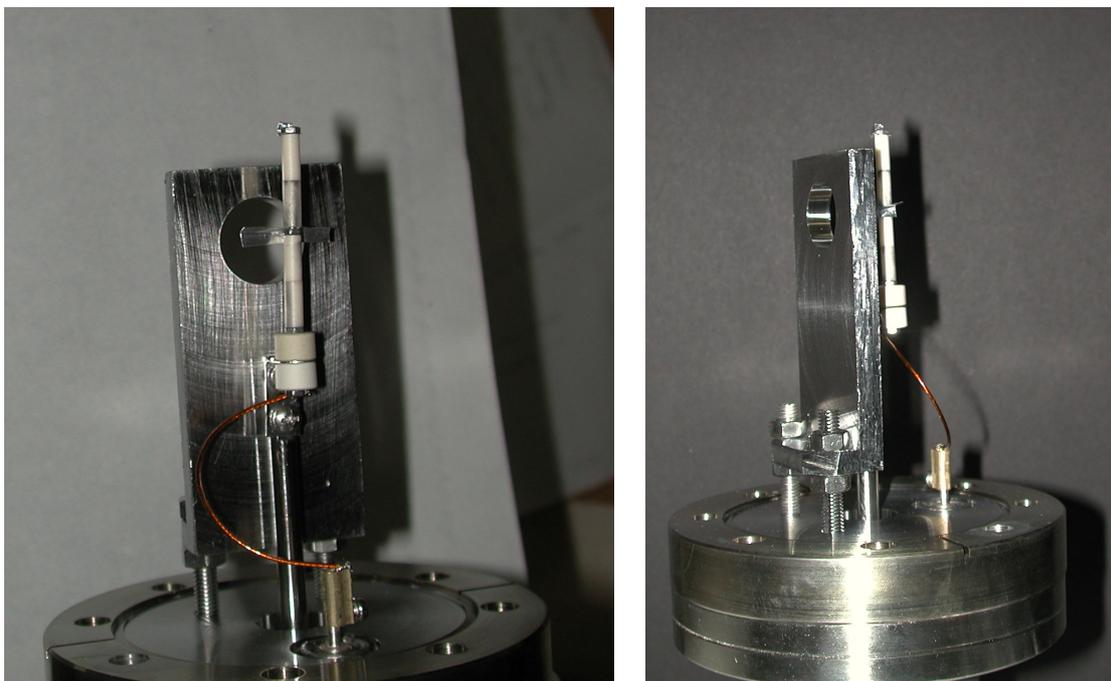


FIG. 4.9 – Photos du détecteur Faraday dans sa version actuelle.

les électrons de conduction sont presque libres. Donc la probabilité d'en arracher un est sûrement proche de l'unité. On peut supposer que la valeur de ε pour un métal est elle aussi proche de l'unité, bien que ce ne soit pas certain. C'est cette valeur de 1 que nous prendrons, même si elle n'est pas certaine. Elle nous donne une borne inférieure pour le flux.

dispersion des vitesse

Le facteur α vient d'un effet de moyennage lié à la détection synchrone. La détection synchrone nécessite un signal de référence qui donne la fréquence où chercher le signal. Pour fournir ce signal, on module le jet atomique par hachage mécanique, et on détecte optiquement la fréquence de hachage. Or le jet d'atomes a une certaine dispersion des vitesses longitudinales. Le temps de trajet des atomes entre le hacheur et le détecteur est donc variable. Si on module trop rapidement, il y a recouvrement entre deux périodes successives. Ceci induit un moyennage qui abaisse le contraste et donc le signal. D'une certaine manière, la dispersion des temps d'arrivée donne le temps de réponse du système, temps qui limite intrinsèquement la détection synchrone.

La dispersion en vitesse longitudinale des atomes vaut $\frac{\Delta v_x}{\bar{v}_x} \approx 0,5$ [86] dans le jet supersonique, sachant que la pression de la source est $P = 2,5 \cdot 10^{-5}$ mbar donc $P_{He} = 1,7 \cdot 10^{-4}$ mbar. D'autre part $\bar{v}_x = 1200$ m/s. La distance entre la source et le détecteur est de 3 m. Donc le temps caractéristique de la dispersion longitudinale est 5 ms. Expérimentalement, on trouve une baisse du signal pour des fréquences de modulation f supérieures à 100 Hz. On peut estimer que $\alpha = 1$ est vérifié pour $f \leq 50$ Hz. On peut aussi se poser la question de savoir s'il était possible de moduler autrement pour éviter cet effet. Malheureusement, on n'a accès aux atomes qu'au niveau de la source ou de

la mélasse transverse. L'effet persistera dans tous les cas. Cet effet limite la rapidité de la mesure. Si on hache à une fréquence f , la détection synchrone doit moyenner sur un temps T grand devant $1/f$. Nous avons pris $T = 3$ s.

résistance

Idéalement, nous utiliserions une résistance calibrée de $1 \text{ M}\Omega$ et nous la lirions avec une impédance infinie. Or, la résistance interne de la détection synchrone est aussi de l'ordre du $\text{M}\Omega$. D'autre part, il est préférable de ne pas lire le courant directement sur la résistance interne de la détection synchrone : s'il y a une accumulation de charges dans le détecteur, elles se déverseront brutalement dans la détection synchrone lorsqu'on la branche. Mieux vaut donc laisser en permanence la résistance de lecture pour que les charges puissent s'écouler. Nous avons donc étalonné l'ensemble de ces deux résistances (résistance de lecture et résistance interne) avec un signal connu à la même fréquence que la modulation. Nous avons trouvé que la détection synchrone indique 2,24 fois moins que la réalité. Soient V la tension lue sur la détection synchrone et i le courant à mesurer, nous prendrons donc $i = 2,24 V/R$ avec $R = 1 \text{ M}\Omega$.

taille de la plaque collectrice

Comme on a une plaque mince, de taille inférieure à celle du jet d'atomes, on n'a pas accès directement au flux total des atomes. On doit d'abord balayer le jet pour avoir le profil, puis intégrer le profil pour avoir le flux total. Mais la plaque n'est pas infiniment mince. Donc le profil que l'on obtient est convolué par la taille de la plaque. Il faut en tenir compte pour trouver la vraie taille du jet, et aussi le flux total.

Le jet d'atomes a un profil $\frac{\Phi}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}}$. Comme on ne peut faire le calcul simplement avec une plaque de forme $\frac{1}{a} \text{Rect}_a(x)$ ³, on prend fictivement une forme gaussienne de même largeur : $\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_a} e^{-\frac{x^2}{2\sigma_a^2}}$ avec $\sigma_a = a/\sqrt{12}$. Le profil mesuré $\Phi_m(x) = \Phi_m e^{-\frac{x^2}{2\sigma_m^2}}$ permet alors de retrouver les caractéristiques du jet via les relations

$$\begin{cases} \sigma = \sqrt{\sigma_m^2 - \frac{a^2}{12}} \\ \Phi = \frac{1}{a} \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi_m(x) dx = \frac{\sqrt{2\pi}\sigma_m}{a} \Phi_m \end{cases}$$

qui changent peu la valeur de σ mais changent celle de Φ d'un facteur 5 environ. Ce calcul ne tient que pour la plaque la plus large, plus large que le jet d'atomes.

formule finale pour le flux total

Finalement, en regroupant tous les facteurs précédents, on trouve la formule suivante pour le flux total, mesuré à partir du profil fait avec la plaque large :

$$\Phi = \frac{1}{\varepsilon \alpha} \frac{\sqrt{2\pi}\sigma_m}{a} \frac{2,24}{R e} V_{\max} \quad , \quad (4.1)$$

avec $\varepsilon \approx 1$, $\alpha \approx 1$ pour des fréquences de modulation de la détection synchrone $f \leq 50$ Hz, $a = 3$ mm, $R = 1 \text{ M}\Omega$, et e la charge électrique d'un électron. Ceci donne approximativement $2,5 \cdot 10^{10}$ at/s pour une tension typique de $500 \mu\text{V}$ mesurée au milieu du jet.

³avec $\text{Rect}_a(x) = 1$ pour $|x| \leq a/2$ et $\text{Rect}_a(x) = 0$ ailleurs

4.3.4 Un exemple de mesure

La figure 4.10 montre l'exemple d'une mesure réalisée lors du réglage de la mélasse transverse. La première bosse correspond à la plaque étroite, et la seconde à la plaque

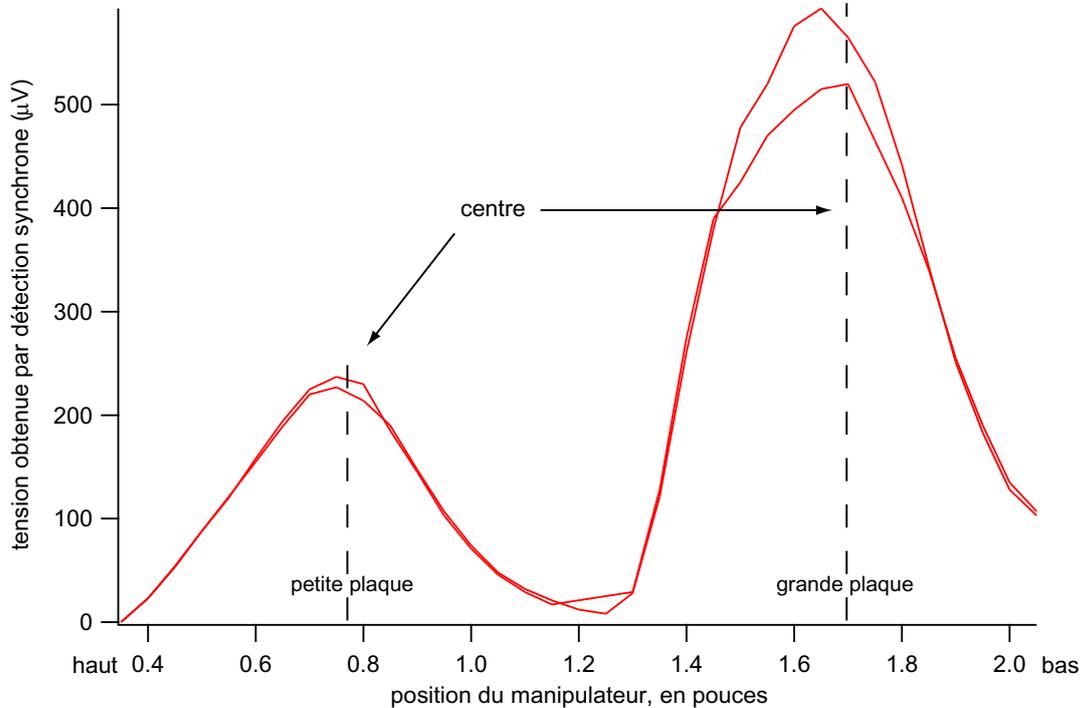


FIG. 4.10 – Exemple de mesure avec le détecteur Faraday. La mesure correspond à un flux de $3,3 \cdot 10^{10}$ at/s légèrement trop haut (environ 0,05 pouce).

large. Il y a deux séries de points expérimentaux car on mesure en descendant le détecteur, puis en le remontant. L'indication « centre » repère le point où la plaque est au centre géométrique de l'enceinte d'après la calibration que nous avons faite pour la position des plaques en fonction de l'indication du vernier. Les pointillés repèrent le centre du profil. On constate que sur cet exemple le jet est un peu trop haut, de 0,05 pouce environ. On peut aussi mesurer une demi-largeur à mi-hauteur $\sigma_m = 0,25$ pouce = 6,2 mm qui donne une largeur transverse du jet de $\sigma = 6,1$ mm sur l'axe vertical. La hauteur maximum $V_{max} = 550 \mu V$ donne donc $\Phi = 3,3 \cdot 10^{10}$ at/s. La mesure donne un angle de divergence de l'ordre de 2 mrad pour le faisceau non ralenti[86]. La distance parcourue est de 3 m environ, ce qui donne donc 6 mm environ de largeur. La mesure est donc cohérente.

4.3.5 Conclusion

Le détecteur Faraday que nous avons mis en place permet une mesure rapide du flux d'atomes métastables qui passent dans le ralentisseur Zeeman. Il permet de déterminer la dimension transverse du jet sur l'axe vertical. La formule 4.1 donne ensuite le flux total en fonction de la tension maximum mesurée sur la détection synchrone.

Ce détecteur permet de régler directement la source et la mélasse transverse. Cela nous simplifie beaucoup le réglage, car sinon nous sommes obligés de réaliser des mesures

optiques plus complexes. La mesure de fluorescence juste après la mélasse transverse est nettement plus difficile, et la mesure d'absorption dans l'enceinte sous ultra-vide ne donne pas accès aux mêmes choses. Elles permettent de mesurer les vitesses transverses mais pas la position du jet, car dans ce cas de figure on ne mesure qu'une petite partie du jet seulement. Pour une mesure plus simple, on peut se servir du piège magnéto-optique. Mais on dépend alors du réglage du piège, et interpréter les variations de signal est bien plus difficile. On apprécie donc que ce détecteur Faraday fournisse un signal physique direct.

Le détecteur a aussi ses limites. Comme chaque point demande une intégration de quelques secondes, faire un profil demande quelques minutes. C'est très rapide à mettre en œuvre, mais le temps de mesure lui-même est assez long. Un exemple de limitation : on ne peut pas régler la mélasse transverse en observant en temps réel le profil du jet. On la règle sur une position définie du détecteur, puis on valide le réglage en faisant le profil. Une dernière limitation à garder à l'esprit est qu'on ne peut pas mesurer le flux d'atomes ralentis, puisque la plaque du détecteur cacherait le faisceau lumineux.

4.4 Détecteur d'ions

4.4.1 Motivation expérimentale

Sur le montage expérimental tel que je l'ai trouvé en arrivant en thèse, et tel que je l'ai décrit au chapitre 1, la détection des ions et des atomes se faisait sur le même détecteur. Comme on l'a expliqué au 1.3.4, ce qui change dans ce dispositif pour détecter l'une ou l'autre espèce est la tension appliquée à la grille placée juste au-dessus des galettes (voir figure 1.14). Avec une tension positive, la grille repousse les ions : on ne détecte donc que les atomes. Avec une tension négative, on attire les ions et on détecte donc les deux ensemble. Pour ne détecter que les ions, il est donc nécessaire de *faire un contrôle* : on doit s'assurer que le flux d'atomes est négligeable par rapport au flux d'ions.

Or, il n'est a priori pas nécessaire de détecter les ions et les atomes sur le même détecteur. J'ai cherché à *séparer* les deux types de détection de façon à simplifier les détections simultanées. Lors des prises de données qui ont permis la rédaction des articles [63] et [60], il est apparu que nous devions constamment passer d'un mode de détection à l'autre. Ces deux mesures reposaient en effet sur la comparaison du taux d'ions produits par le nuage d'atomes et du temps de vol du nuage d'atomes. Ions et atomes sont habituellement séparés, au moins dans les mesures que nous faisons. En effet, lors du fonctionnement normal du piège, il n'y a presque que des ions qui s'échappent du piège, les atomes restant piégés. Jusqu'à l'instant de la coupure, on n'observe donc que des ions. Les atomes arrivent lorsque le piège est coupé (et il n'y a alors plus d'ions, car le nuage explose et donc la densité diminue drastiquement). Or on ne s'intéressait qu'à l'état du piège à un instant donné, celui de sa coupure. A cet instant il y a encore les ions, et déjà les atomes tombent. La seule chose qui nous permettait l'observation séparée de ces deux espèces est la dispersion par le temps de vol. Les ions ont un temps de parcours presque nul vers le détecteur car ils sont accélérés par le potentiel négatif de la grille ; les atomes ne sont accélérés que par la gravité, et tombent donc lentement, en 100 ms environ⁴. Cette différence de temps de propagation vers le détecteur permettait donc de *séparer deux signaux pourtant produits simultanément*.

⁴dans l'ancien montage. 308 ms dans le nouveau.

Ce fonctionnement ne pose pas de problème particulier. Mais il apparaît tout de même plus *naturel de séparer réellement* les deux, ne serait-ce que pour pouvoir mesurer le flux d'ions sans avoir à toujours vérifier le flux d'atomes. De plus, les mesures auxquelles je viens de faire référence étaient possibles car on ne s'intéressait qu'à l'état du piège à l'instant de sa coupure. Si l'on veut n'extraire qu'une partie des atomes et les détecter, on ne peut suivre le flux d'ions pendant ce temps.

Pour placer les détecteurs, *la* contrainte à avoir à l'esprit est que les atomes tombent sous l'effet de la gravité. Donc le détecteur à atomes doit se trouver à la verticale sous le piège. Dans le cas contraire, il est vrai que les atomes d'un nuage chaud auraient encore une chance de l'atteindre (l'expansion du nuage est alors presque isotrope), mais les atomes d'un nuage froid ne seraient pas détectés. A l'inverse, si l'on place un détecteur sous le piège il n'y a pas de moyen de se débarrasser des atomes dans le sous-niveau magnétique $m = 0$. Les autres peuvent être écartés grâce à un gradient de champ magnétique. Les atomes dans $m = 0$ ne sont sensibles ni aux potentiels électriques ni aux champs magnétiques. Ils ne subissent que l'action de la gravité.

J'ai donc cherché à introduire un second détecteur, pour les ions uniquement. Il suffit de le placer au-dessus du nuage pour éviter les atomes (du moins si le nuage est froid). Sur l'autre détecteur il suffit d'avoir en permanence un potentiel positif pour immuniser contre les ions. Nous avons un potentiel négatif sur notre détecteur d'atomes, mais comme nous le verrons plus loin, nous ne voyons tout de même pas d'ions. Les deux détecteurs ainsi séparés, on n'a plus besoin d'alterner entre deux tensions sur la grille pour repousser ou attirer les ions. Donc on peut se passer de la grille. Et en effet, sur le détecteur d'atomes tel que nous l'avons mis en place, il n'y a *pas de grille*. Enlever la grille présente un avantage non-négligeable en terme de détectivité. Cela évite de perdre l'équivalent du facteur 0,71 (voir 3.3.1) dû à l'ombre projetée des grilles sur les galettes. Cela simplifie aussi la calibration de cette détectivité, car nous n'étions pas tout à fait certains de la valeur de ce facteur. Il pourrait en effet y avoir un guidage des ions dans les lignes de potentiel électrique, ce qui diminuerait ce facteur[84].

Enfin, un détecteur qui n'est destiné qu'aux ions n'a pas besoin de se trouver très près du piège d'atomes. C'est par contre le cas pour un détecteur d'atomes, et ceci explique que l'ancien détecteur a été placé juste 5 cm sous le centre du piège, entre les brides rentrantes. Lorsqu'on veut détecter un nuage chaud, comme un piège magnéto-optique, l'expansion du nuage est isotrope. La détectivité finale varie donc comme l'inverse du carré de la distance entre piège et détecteur. Si le détecteur est petit, cela pose problème. Mais pour ne détecter que les ions, a priori on peut se mettre *aussi loin que l'on veut*, même avec un petit détecteur. De toute façon les ions sont accélérés par le potentiel attracteur, et ils suivent donc des trajectoires paraboliques jusqu'aux galettes. On peut rendre les trajectoires aussi linéaires qu'on le veut en augmentant la tension. Le problème est même plutôt l'inverse : si l'on attire trop les ions il arrivent sur une plus petite portion du détecteur et ce dernier sature donc plus vite. On a donc choisi d'éloigner le détecteur. Cela diminue l'encombrement au niveau du piège, et augmente d'autant l'accès optique. Pour diriger les ions vers le détecteur, on a disposé des pièces sous tension. Ceci permet d'envisager des lentilles électro-statiques pour répartir le flux des ions sur le détecteur. Cette possibilité ouvrirait la voie à une meilleure maîtrise de la saturation du détecteur. On n'a pas encore exploité cette possibilité.

En résumé, ce détecteur doit simplifier la mesure du flux d'ions. Il évite un problème de calibration, et procure plus de souplesse pour des mesures simultanées des flux d'atomes et d'ions. Il permet aussi d'envisager un remède à la saturation sous les

forts flux.

4.4.2 Principe

La base du détecteur est la même que celle du détecteur de l'ancien montage : un détecteur à galettes de micro-canaux F 4655[92]. Il est utilisé exactement comme l'ancien à ceci près qu'il n'y a pas de grille. On pourra se référer par exemple à la figure 1.14.

Pour libérer le maximum d'accès optique, on a monté le détecteur sur une bride latérale comme le montre la figure 4.11. Pour éviter les atomes chauds on a fait en sorte

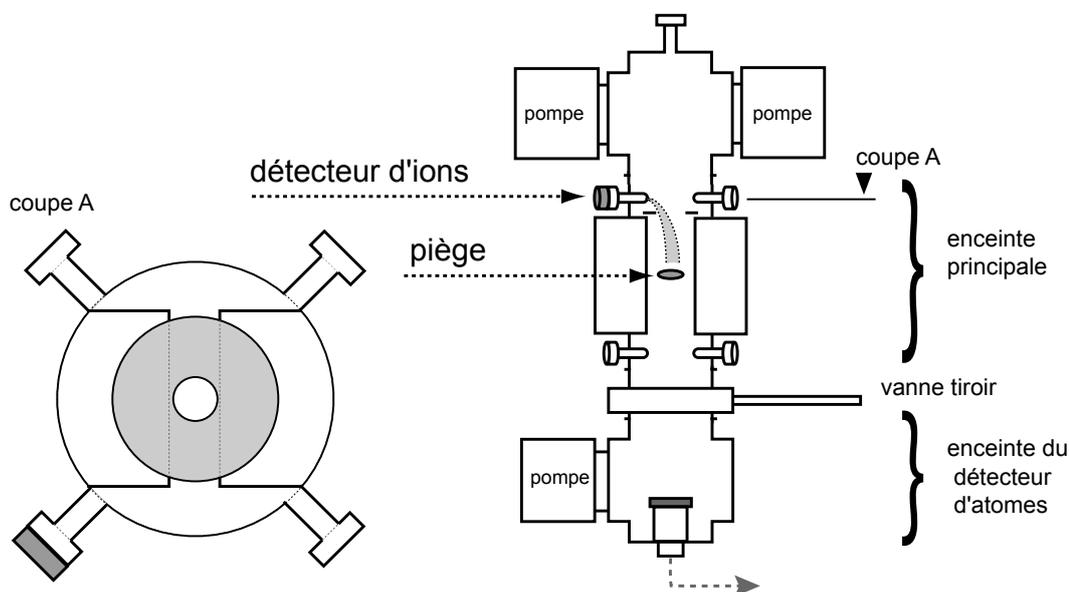


FIG. 4.11 – Implantation du détecteur d'ions. A gauche, une coupe vue du dessus où l'on distingue l'anneau d'extraction au-dessus des brides rentrantes.

que le détecteur ne soit pas en vision directe du piège. Les atomes d'un nuage chaud en expansion vont donc s'écraser sur les parois de la chambre à vide sans atteindre le détecteur. On aurait donc pu le mettre sur une bride latérale en dessous (et non au-dessus) du piège, contrairement à ce que l'on a dit dans la discussion précédente : dans cette configuration on aurait aussi bien évité les atomes froids car le détecteur est en retrait, caché dans la bride latérale.

Comme le détecteur n'est pas en vision directe du piège, on ne peut se contenter de seules galettes à micro-canaux. Il faut aussi y adjoindre des pièces qui défléchissent le faisceau d'ions vers les galettes. Ce sont les deux anneaux qui remplissent cette fonction. Ce sont des anneaux en acier inox, électriquement isolés des autres pièces, et polarisés chacun à une haute tension indépendante. On se reportera à la figure 4.12 pour l'illustration. Le premier anneau a pour but premier d'extraire les ions d'entre les brides rentrantes pour les faire pénétrer dans la partie supérieure de la chambre à vide. Le second doit ensuite courber leur trajectoire pour les diriger vers les galettes à micro-canaux. Et en dernier lieu les galettes sont elles-même polarisées de manière à attirer les ions.

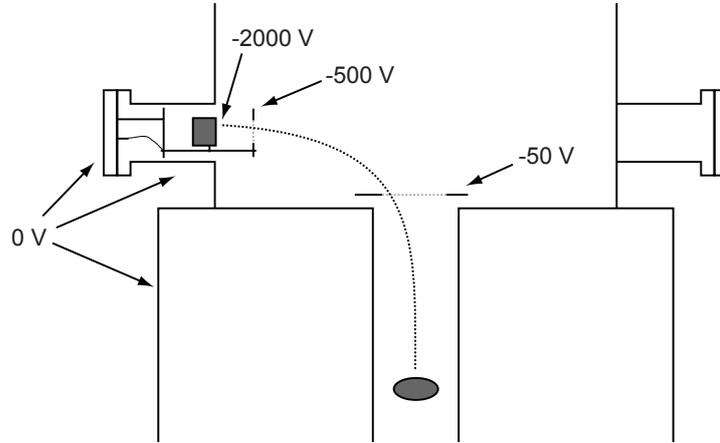


FIG. 4.12 – Principe du détecteur d'ions.

4.4.3 Plan final

La figure 4.13 montre le plan du détecteur. L'ensemble a une symétrie d'ordre trois par rotation autour de l'axe vertical.

La partie marquée « MCP » contient les galettes à micro-canaux et l'anode. La haute tension de polarisation et la tension de l'anode sont imposées via les petites languettes qui tiennent le MCP. La troisième est connectée à l'anode et permet de récupérer le signal. Le schéma est une coupe qui ne montre que l'une de ces trois languettes. Les tiges filetées qui maintiennent le MCP sont donc polarisées. Elles sont reliés au passage électrique par un fil électrique. L'ensemble est inséré dans un piquage CF40 (« paroi de l'enceinte à vide ») qui fait environ 38 mm de diamètre.

4.4.4 État de l'art

On peut résumer la situation en quelques mots : en voulant trop gagner en accès optique, on a déporté le détecteur sur le côté de l'enceinte, et c'est cela qui est la source de nos ennuis. En l'état actuel, le détecteur marche mal. On détecte un flux d'ions très faible : les hautes tensions ne semblent pas suffire. Pour expliquer que les ions ne parviennent pas aux galettes, la raison la plus probable semble l'intensité du champ magnétique.

Modélisons l'influence du champ magnétique. Avec m la masse d'un ion et q sa charge, on écrit :

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = q\vec{E} + q\vec{v} \wedge \vec{B} \quad .$$

On suppose ensuite que B est petit : on peut calculer la trajectoire comme une perturbation autour de la trajectoire à B nul, c'est-à-dire $y \approx 0$ (en prenant x l'axe vertical et y l'axe horizontal). On écrit donc en particulier $B = B''x^2$ en prenant \vec{B} uniforme sur z . Ceci donne

$$\begin{cases} x = \frac{1}{2} \frac{q}{m} E t^2 \\ y = -\frac{1}{168} \left(\frac{q}{m}\right)^4 B'' E^3 t^7 \end{cases} \quad .$$

On a pris une vitesse initiale nulle. On s'intéresse à ce qui se passe en $x = h$ avec h la hauteur entre le centre du piège et le détecteur : il vaut $t_0 = \sqrt{\frac{2m}{qV}} h$ en fonction du

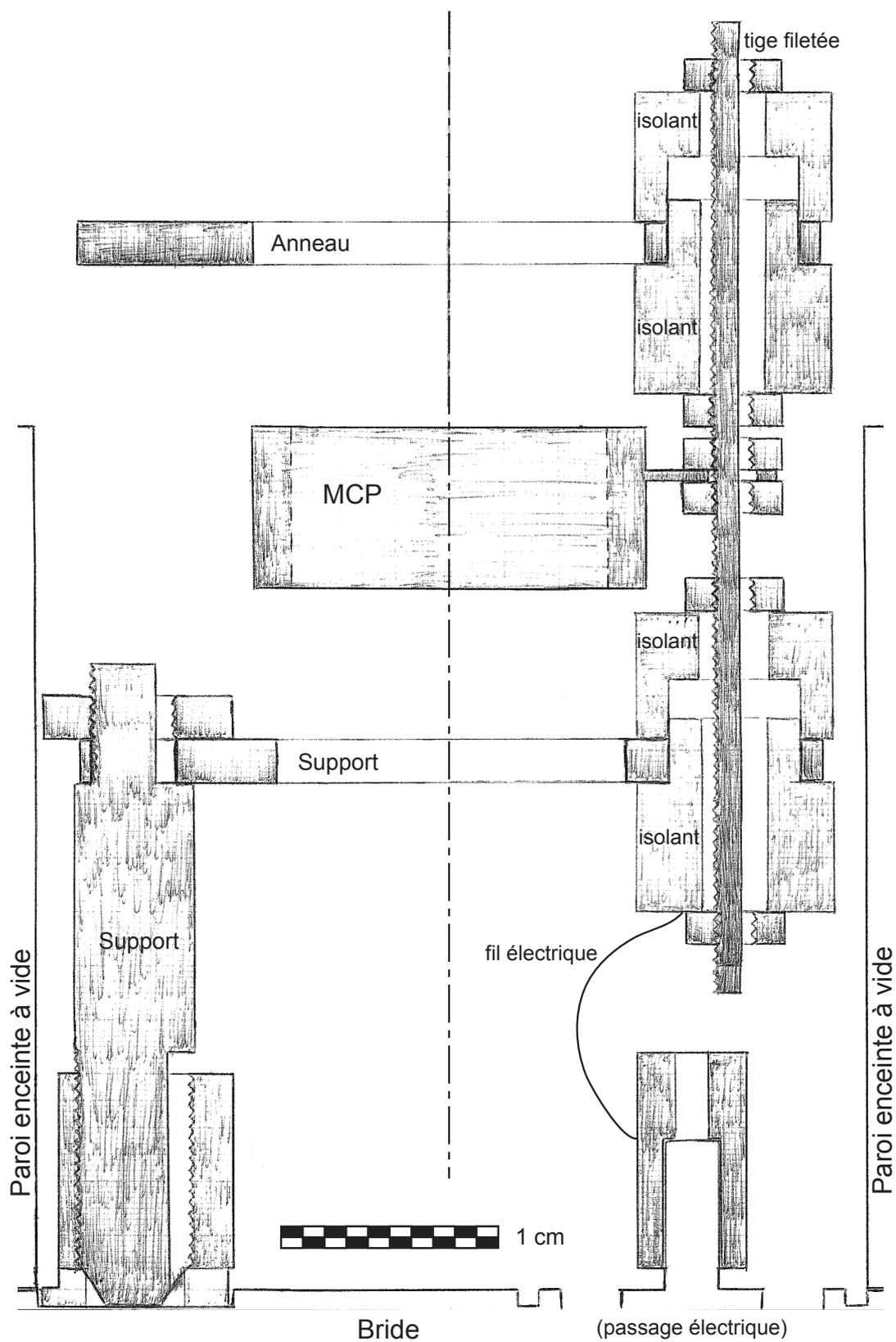


FIG. 4.13 – Plan du détecteur d'ions.

potentiel électrique V ($E = V/h$). La déviation selon l'axe y vaut donc

$$\Delta y = \frac{\sqrt{2}}{21} \sqrt{\frac{q}{m}} \frac{B''}{\sqrt{V}} h^4 .$$

L'application numérique pour $V = 15$ V et $h = 5$ cm (valeurs pour l'ancien détecteur) donne $\Delta y = 1,3$ mm. Le rayon de l'ancien détecteur est 7,25 mm, donc cette déviation est négligeable.

Il faudrait cependant rajouter que la vitesse initiale des ions quittant le piège n'est pas nulle. Ceci élargit le faisceau d'ions de façon non triviale si la vitesse initiale n'est pas petite. Lorsqu'une paire d'atomes He^* se désexcite en un atome dans le fondamental plus un ion et son électron, cela libère une énergie $Q = 15,06$ eV très grande devant les vitesses initiales ($\leq 10^{-9}$ eV pour chaque atome). Même si l'électron emporte presque toute l'énergie, l'énergie restante pour les ions peut être grande devant les vitesses initiales. Or les parois ne sont distantes que de 3,15 cm l'une de l'autre, ce qui est très peu. Il semble pourtant que lorsqu'on augmente la tension accélératrice on sature le détecteur : on doit donc détecter presque tous les ions. La vitesse maximum précédemment calculée doit donc être assez improbable. Si l'on prend le problème à l'envers : puisqu'on détecte presque tous les ions, la largeur du faisceau est inférieure au centimètre, donc l'énergie emportée par l'ion est inférieure à 0,15 eV. Ce doit être là l'énergie la plus probable. Pour la suite, où on va modéliser ce qui se passe pour le nouveau détecteur, on va considérer cette valeur-ci pour la vitesse initiale des ions.

Pour le détecteur d'ions que nous avons mis en place, le premier anneau est situé à environ 10 cm au-dessus du centre du piège, soit 2 fois plus loin. On trouve donc une déviation de 1,2 cm pour une tension de 50 V sur l'anneau. La dispersion due à la vitesse initiale donnerait 1,1 cm de rayon. Le diamètre de l'anneau étant de 2,5 cm, l'essentiel du faisceau d'ions devrait donc passer à travers. Ensuite, les ions sont accélérés par 2200 V. Les 50 eV d'énergie cinétique initiale leur font donc manquer leur but de 2,4 cm environ. Le détecteur a un rayon de 7,25 mm. Les 2200 V sont donc insuffisants. On doit n'observer que des ions marginaux, qui atteignent le détecteur du seul fait que le faisceau est large.

On a observé un optimum expérimental du flux observé vers 500 V pour le premier anneau. On peut expliquer cela par un effet parasite. L'électrode a la forme d'un anneau et non d'un disque pour des raisons évidentes. Cela a un effet secondaire sur la divergence du faisceau d'ions. Lorsqu'un ion est déjà un peu excentré, le côté le plus proche de l'anneau l'attire plus que l'autre, ce qui décentre l'ion encore un peu plus. Donc la forme en anneau augmente la divergence du faisceau. L'effet est d'autant plus marqué que le potentiel est élevé. On peut supposer que les ions qu'on observe sont précisément certains de ces ions divergents. Lorsque le potentiel du premier anneau augmente, le flux observé doit donc augmenter avec cet effet de divergence, et diminuer du fait que le centre du faisceau s'éloigne. Il est envisageable que cette compétition entre la largeur du faisceau et la position de son centre ménage un optimum pour le flux observé. Dans ce cas, celui-ci n'aurait donc rien à voir avec l'optimum cherché.

4.4.5 Perspectives

Ces premiers essais pour voir les ions indépendamment sont donc assez décevants. Néanmoins on est tenté de persévérer. En effet, nous nous sommes aperçus qu'avec le nouveau détecteur d'atomes que nous avons mis en place, nous ne pouvons plus voir les

ions. Cela devrait pourtant être possible en principe car la face d'entrée du détecteur est polarisée très négativement ($-2,3$ kV). Mais il semble que le champ électrique que cela crée au centre du piège soit insuffisant pour attirer les ions et pour les empêcher de s'écraser sur les parois, déviés par le champ magnétique. A ce que l'on a observé, le fait de mettre sous tension l'un ou l'autre des deux détecteurs n'influe pas sur le signal vu par l'autre. Ils devraient pourtant être en compétition. Mais les deux semblent également impuissants. Si l'on ne peut plus voir les ions sur le détecteur qui détecte les atomes, on est donc forcé à mettre au point ce détecteur d'ions.

Une solution radicale serait de modifier les électrode. Si l'on coupe la moitié supérieure du second anneau, qui dévie les ions vers le détecteur, cela reviendra à déplacer d'environ 1 cm vers le bas le centre de l'électrode par rapport au centre du détecteur. Il faudrait encore avancer cette électrode dans l'enceinte à vide pour augmenter le champ sans augmenter la tension, et on ramènerait le faisceau sur le détecteur. C'est cependant assez incertain.

Une autre solution beaucoup plus facile à réaliser serait de déplacer le détecteur. Il est possible de le mettre à la verticale au-dessus du piège, tout en haut de l'enceinte à vide. Dans cette position il ne gênerait pas. Le détecteur serait alors en vision directe du piège. Comme on l'a dit plus haut, cela implique qu'il recevra des atomes lorsque le nuage est chaud (comme dans un piège magnéto-optique par exemple). Cependant, il ne recevrait pas d'atomes froids, ce qui est l'essentiel car nos mesures portent toutes sur des nuages froids (sauf le piège magnéto-optique, mais ce n'est pas lui qui nous intéresse le plus). Et comme il serait à une distance de l'ordre de 50 cm au-dessus du piège, la proportion des atomes qu'il verrait serait infime : de l'ordre de 5.10^{-5} soit 100 fois moins que dans l'ancien montage.

Placer le détecteur à la verticale au-dessus du piège simplifierait beaucoup l'étude du comportement du faisceau d'ions avec les électrodes. En effet, il n'y aurait pas à dévier le faisceau. On pourrait donc polariser le premier anneau à une tension assez élevée sans grand inconvénient. Nous serions ainsi quasiment certains de voir le signal d'ions. Cela ôterait donc un accès optique, mais un accès inutilisé pour l'instant, et on y gagnerait un signal d'ions assez simple à voir. Une fois l'effet des électrodes bien compris et maîtrisé, il serait toujours possible d'évoluer ultérieurement. Remarquons aussi que tel qu'il a été conçu, le détecteur est très facile à déplacer car on a supprimé les fils sous vides. Tout est connecté sur la bride du détecteur lui-même.

On peut enfin noter un désavantage majeur à séparer la détection des ions de celle des atomes. Cela ne permet plus de comparer les deux signaux sur le même détecteur. Or, ceci c'était avéré utile pour étudier le détecteur[84]. Par contre, si l'on revient à un schéma où le détecteur d'ions voit des atomes chauds, comme on vient de le proposer, on pourra de nouveau le faire sur ce détecteur, même si le signal d'atomes est faible. Bien plus : on pourra alors comparer les deux détecteurs entre eux en comparant ce qu'ils mesurent chacun comme flux d'atomes pour un même nuage chaud en expansion.

Conclusion

L'expérience dont on a suivi la construction tout au long de ce mémoire a finalement eu lieu. Les données ont été prises sur la toute fin de ma thèse, et elles ont donné le jour à un article. J'aurai donc eu la joie de voir sa concrétisation.

Une expérience qui doit réussir

Au chapitre 2 on a présenté ce qu'est l'effet de groupement de bosons. C'est un effet statistique qui dit que deux bosons discernables ont plus de chances d'être détectés proches plutôt que séparés, et ce, abstraction faite d'effets purement liés à la densité. Cela concerne des particules indépendantes à ceci près qu'elles ont été en contact avec le même thermostat (et au même potentiel chimique). L'observable associée est la fonction d'auto-corrélation en intensité. Nous en avons calculé la forme dans les deux cas extrêmes (gaz thermique, condensat pur), et pour les nuages partiellement condensés nous avons calculé la forme de la fonction d'auto-corrélation normalisée. Puis nous avons particularisé au cas de notre montage expérimental : prise en compte de l'expansion du nuage après coupure du piège, et effet potentiel des interactions.

Le cahier des charges que nous avons obtenu est expérimentalement tenable dans notre configuration. On s'attend à résoudre parfaitement la fonction d'auto-corrélation sur l'axe vertical, moins bien sur l'axe horizontal perpendiculaire à l'axe du piège, et pas du tout sur le troisième axe (l'axe du piège). Le détecteur qui a été monté pour détecter les atomes (chapitre 3) est donc approprié pour cette mesure : sa résolution temporelle est parfaite, sa résolution spatiale est suffisante. Le point noir qui subsiste est le problème de la saturation du détecteur. Elle n'interdit pas absolument la mesure, car l'effet cherché est un effet de pur comptage, qui existe du moment qu'on détecte les atomes un par un. Mais en revanche elle gêne considérablement l'expérimentateur. Nous verrons dans la section suivante que cela pose problème pour effectuer la mesure sur les nuages condensés.

Le montage expérimental qui était disponible (chapitre 1) était adapté. Il permettait d'obtenir des gaz dilués très froids, même des condensats. Il était possible d'y monter le détecteur. Nous avons donc procédé aux changements nécessaires (chapitre 4). Nous avons modifié le système à vide, et nous avons été amenés à monter deux nouveaux détecteurs, l'un destiné aux ions, l'autre à la mesure du flux d'atomes qui alimente la chambre de piégeage. Ce dernier fonctionne parfaitement et a donné entière satisfaction. Par contre, le détecteur d'ions fonctionne très mal et il est quasiment certain qu'il faudra y apporter un changement radical si l'on veut qu'il joue son rôle. Même si ce n'est pas nécessaire en l'état actuel des choses, ce sera sûrement un chantier à entretenir. L'accès à cet instrument de mesure supplémentaire devrait permettre plus de confort pour le diagnostic quotidien de l'état de marche du système (comme son prédécesseur le faisait déjà). Il devrait aussi permettre une comparaison avec le signal délivré par le détecteur d'atomes, ce qui peut être précieux pour apprendre à maîtriser ce dernier. Le signal

d'ions s'est aussi montré particulièrement utile par le passé pour le repérage du moment où le nuage piégé franchit la transition vers la condensation de Bose-Einstein.

Une expérience qui a réussi

Pour le détail de la mesure qui a été réalisée, je renvoie aux annexes. On y trouvera l'article qui a été rédigé et soumis pour publication. L'essentiel y est. Le détail des questions qui se sont posées lors du traitement des données fera partie du mémoire de thèse de Martijn Schellekens, qui en est le principal acteur.

Les résultats sont conformes aux prédictions. L'article s'intéresse à la fonction d'auto-corrélation en intensité normalisée. Pour le gaz thermique, on trouve bien la forme plate avec une bosse gaussienne au centre. L'amplitude de l'effet est compatible avec ce qu'on peut prévoir compte-tenu de la résolution du détecteur, et on a vérifié sa variation avec la température. On a aussi vérifié la variation de la longueur de corrélation avec la température. Ceci peut suffire à prouver que l'effet observé est bien l'effet cherché. On a de plus vérifié pour des nuages très chauds (des pièges magnéto-optiques) que le signal était bien plat comme prévu, ce qui exclut un effet purement électronique.

Sur les nuages condensés purs, les résultats ont été plus difficiles à obtenir. La saturation du détecteur rend le signal différent de ce qu'on peut attendre. La forme du signal dépend du nombre d'atomes présents lors de chaque temps de vol. Il est donc difficile de se ramener à une fonction d'auto-corrélation qui elle doit en être indépendante. Plus précisément : comme le détecteur sature, le gain s'effondre après les premières détections dans un canal, et donc le signal est détecté avec un gain qui baisse au cours du temps. A la limite, on ne voit que les premiers atomes de chaque pixel. Le signal paraît donc arriver à un temps différent selon le nombre d'atomes qui tombent sur le détecteur. Il a donc fallu traiter séparément chaque temps de vol pour tous les ramener à une forme comparable : pour qu'au moins ils arrivent tous au même temps. Moyennant ce traitement, le résultat est là : sur le condensat, on observe bien une fonction d'auto-corrélation plate.

Ces résultats constituent la première mesure en 3D de l'auto-corrélation en intensité. Ils fournissent aussi le premier résultat sur l'auto-corrélation en intensité d'un condensat, si l'on excepte la référence [48] qui mesure d'une extrapolation du point central et a été réalisée en étudiant des taux de collision.

Tout n'est cependant pas parfait. En premier lieu, la saturation du détecteur qui survient pour les condensats dénote que le détecteur n'est pas parfaitement maîtrisé, ou pas parfaitement adapté à notre montage. Cela veut dire que pour des mesures où l'on voudrait mesurer la vraie forme du flux d'atomes, sauf à être capables de corriger numériquement les données pour effacer l'effet de la saturation, on sera contraints soit de réduire le nombre d'atomes, soit de changer les galettes du détecteur. Réduire le nombre d'atomes peut poser de gros problèmes de rapport signal à bruit et interdit de fait l'étude (en fonction du nombre d'atomes) des interactions, ou d'autres effets statistiques[40].

Une autre question qui reste ouverte est celle de la résolution du détecteur. Les résultats expérimentaux obtenus sont compatibles avec notre estimation de la résolution quant à l'amplitude du groupement de bosons. Par contre, sur l'axe parallèle au piège (x dans l'article), on doit être limité par la fonction d'appareil et cela semble trop large pour correspondre à ce que l'on attend. Il y a donc là un mécanisme à comprendre. Le cas des nuages partiellement condensés reste lui aussi à étudier. On dispose d'une

estimation théorique de la variation du groupement de bosons en fonction de la fraction condensée. Ceci peut être testé expérimentalement, quoique pour ce type de mesure le signal d'ions fera cruellement défaut pour donner une indication supplémentaire sur la fraction condensée.

L'intérêt des condensats de Bose-Einstein

L'intérêt physique des condensats de Bose-Einstein (hélium liquide ou gaz atomiques) tient pour une bonne part au fait qu'ils sont un lien entre différentes parties de la physique. C'est un système qui appartient à la physique atomique, dont on comprend la formation par la thermodynamique (des gaz quantiques), et qui pose des problèmes de matière condensée et de physique statistique : problème à N corps, thermodynamique. Si jamais quelqu'un lit ces lignes dans plus de dix ans (cela sera-t-il?...) j'aimerais qu'il sache combien le domaine était riche et stimulant.

Une évolution naturelle des expériences avec des condensats gazeux mènerait à la réalisation de systèmes physiques maîtrisés, purs, et aux paramètres ajustables. Ceux-ci pourraient fournir le support approprié pour tester expérimentalement des situations que les théoriciens sont pour l'heure contraints d'appeler des « modèles-jouets »⁵. Ces modèles sont importants, car en dépit de leur apparente simplicité ils servent à décrire quantité de systèmes physiques réels. On aurait donc là un moyen de sonder les limites de ces modèles.

Ce sont en général les expérimentateurs qui travaillent sur les réseaux optiques qui se réclament de cette approche. Notre expérience n'apportera vraisemblablement que peu de ce côté. Sa force est davantage dans le mode de détection qui est utilisé. Car il n'est pas tout de créer une situation « idéale », encore faut-il pouvoir mesurer. En nous orientant vers une détection capable de reconstruire en 3D la position des atomes, nous faisons un pas dans cette voie. La pente naturelle de l'expérience serait de jouer sur la mise en présence de plusieurs condensats — chacun représente N fois le même atome — et, après interaction, de détecter l'ensemble des atomes, un par un, ce qui peut revenir à faire N fois la même expérience en parallèle.

Je ne sais pas ce que pourront décider mes successeurs dans l'équipe He^* , mais d'ores et déjà j'observe qu'aucun des nouveaux qui y ont été recrutés n'est plus un pur opticien. Sans doute le petit monde des faiseurs de condensat s'agrandit, où les contributeurs viennent avec une culture différente. Je veux croire que c'est une fertilisation, et j'espère qu'elle porte en puissance le développement à venir. Je souhaite à l'équipe la meilleure destinée scientifique, et je ne doute pas que tous sauront y travailler efficacement.

⁵ « toy-model » en anglais

Annexes

Annexe A

Formulaire élémentaire pour le calcul des pressions

Annexe B

Articles

Petit formulaire du vide

formules sur les fuites et le pompage :

notations :

Q flux de gaz

S vitesse de pompage

P pression

L débit unitaire (conductance)

définition de la conductance

$$Q = L \cdot \Delta P$$

vitesse de pompage effective

$$\frac{1}{S_{\text{eff}}} = \frac{1}{S} + \frac{1}{L}$$

pression atteinte

$$P = P_{\text{résiduelle}} + \frac{Q_{\text{pompe}} + \sum_i Q_i}{S}$$

formules de calcul des conductances :

notations :

D diamètre (cm)

l longueur (cm)

a,b largeur (cm)

tubes longs

$$L = 12,2 \frac{D^3}{l}$$

tubes courts

$$L = 9,2D^2$$

tubes coudés à 90°

$$L = 12,2 \frac{D^3}{l + 0,7D}$$

tubes à section rectangulaire

$$L = 40 \frac{a^2 \cdot b^2}{(a + b)l}$$

conductances en série

$$\frac{1}{L} = \sum_i \frac{1}{L_i}$$

conductances en parallèle

$$L = \sum_i L_i$$

Articles

Mesure de la longueur de diffusion de l'hélium métastable

Le premier article correspond au travail qui a été fait au début de ma thèse. La mesure a été faite sur le montage expérimental avant tous les changements décrits dans ce mémoire. Elle a été décrite en détail dans la thèse de Signe Seidelin[83]. José Viana Gomes y reviendra dans la sienne.

- [60] S. SEIDELIN, J. V. GOMES, R. HOPPELER, O. SIRJEAN, D. BOIRON, A. ASPECT, and C. I. WESTBROOK, “Getting the elastic scattering length by observing inelastic collisions in ultracold metastable helium atoms”, *Phys. Rev. Lett.* **93**, n° 090409 (2004).

Mesure du groupement de bosons

Le deuxième article présente le résultat expérimental de ma thèse, sommairement décrit dans la conclusion. Tout la physique nécessaire à sa compréhension a été expliquée dans ce mémoire. Le traitement précis des données brutes, qui comporte quelques autres subtilités, se trouvera dans la thèse de Martijn Schellekens.

- [55] M. SCHELLEKENS, R. HOPPELER, A. PERRIN, D. BOIRON, A. ASPECT et C. I. WESTBROOK, “Three-dimensional measurement of the Hanbury Brown Twiss effect on degenerate and non-degenerate bosonic ensemble”, (2005), soumis à Science.

L'approximation semi-classique à la température de transition

Enfin, mon travail de thèse a donné lieu à un troisième article. Celui-ci n'a pas vraiment été abordé dans ce mémoire car il se situe un peu en marge du projet principal qu'a été la mesure du groupement de bosons dans des gaz thermiques ou condensés. Ce travail se serait mal inséré dans la progression logique du reste.

Les gaz proches de la température de transition sont habituellement décrits par une approche semi-classique assez brutale : pas de condensat au-dessus de la transition, et états excités saturés en-dessous. Cette approche est valide dans les deux cas extrêmes que sont le gaz thermique et le condensat, et tient tant qu'on ne s'approche pas trop de la transition. A la température de transition, par contre, elle s'effondre. Dans la réalité, les transitions ne sont jamais aussi brutales que veulent bien le laisser supposer les modèles théoriques idéaux. L'objet de cet article est précisément d'étudier ce lissage de la transition. Il montre que sur l'observable pratique qu'est la densité du nuage, la transition semble survenir avant ce qu'on trouve en se limitant au nombre total d'atomes. La population de l'état fondamental augmente petit à petit, et à la température de

transition sa contribution à la densité au centre est déjà supérieure à celle de tous les autres états réunis. Le critère de condensation ($n(0)\lambda_{dB}^3 = \zeta(3/2)$) est donc modifié.

- [40] R. HOPPELER, J. VIANA GOMES et D. BOIRON, “Atomic density of an harmonically trapped ideal gas near Bose-Einstein transition temperature”, en préparation.

Getting the Elastic Scattering Length by Observing Inelastic Collisions in Ultracold Metastable Helium Atoms

S. Seidelin, J. Viana Gomes,* R. Hoppeler, O. Sirjean, D. Boiron, A. Aspect, and C. I. Westbrook

Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, UMR 8501 du CNRS, F-91403 Orsay Cedex, France

(Received 13 January 2004; published 27 August 2004)

We report an experiment measuring simultaneously the temperature and the flux of ions produced by a cloud of triplet metastable helium atoms at the Bose-Einstein critical temperature. The onset of condensation is revealed by a sharp increase of the ion flux during evaporative cooling. Combining our measurements with previous measurements of ionization in a pure Bose-Einstein condensate, we extract an improved value of the scattering length $a = 11.3_{-1.0}^{+2.5}$ nm. The analysis includes corrections that take into account the effect of atomic interactions on the critical temperature, and thus an independent measurement of the scattering length would allow a new test of these calculations.

DOI: 10.1103/PhysRevLett.93.090409

PACS numbers: 03.75.Hh, 34.50.-s, 67.65.+z

Understanding and testing the role of interparticle interactions in dilute Bose-Einstein condensates (BEC) is an exciting area of current research. Although measurements of the interaction energy and the spectrum of excitations of a BEC have confirmed the validity of the Gross-Pitaevskii equation [1], there are still relatively few quantitative tests of other aspects, such as the effect of interactions on the value of the critical temperature (T_c) or the condensed fraction [2,3]. The success in condensing metastable helium atoms (He^*) [4,5] was greeted with interest in the community partly because the metastability offers new detection strategies unavailable with other species. To fully use these strategies, however, we are still missing an accurate value of the s -wave scattering length a , the atomic parameter which determines all elastic scattering behavior at low energies. An accurate value of a would also be useful to help clarify some puzzling results concerning measurements of He^* in the hydrodynamic regime, in which two different ways of measuring the elastic scattering rate appeared to be in contradiction [6]. Also, because He is a relatively simple atom, theoretical predictions of a are already in a rather narrow range [7,8] and these calculations should be tested.

A straightforward method to determine a is to use ballistic expansion of a BEC to measure the chemical potential for a known atom number. This was done in Refs. [4,5], but the measurements were limited by the calibration of the number of atoms. The reported values for a are 20 ± 10 and 16 ± 8 nm, respectively. A recent estimate, limited by similar effects, is $a = 10 \pm 5$ nm [9]. In this Letter, we report a new measurement of a which makes extensive use of a unique feature of He^* , spontaneous Penning ionization within the sample.

We exploit two specific situations in which the absolute atom number N is simply related to a and measured quantities: (i) for a pure BEC, the number is deduced directly from the chemical potential μ and a , and (ii) for a cloud at the BEC threshold, it is simply related to T_c . Both μ and T_c are accurately deduced from time of flight (TOF) measurements. Comparison of ion rates from

a pure BEC of known chemical potential and from a cloud at T_c allows us to extract a and the ionization rate constants. The deduced value of a is independent of the absolute ion detection efficiency, assuming that this efficiency is the same in the two measurements. The ion signal is also used in another novel way: since it provides a real-time observation of the onset of BEC [10], we use it to reliably produce a cloud at threshold.

A dense cloud of He^* produces a steady flux of ions due to various ionization processes. Density losses due uniquely to *ionizing* collisions depend on the local density n according to $(dn/dt)_{\text{ionizing}} = -(n/\tau_i) - \beta n^2 - Ln^3$, with τ_i the lifetime due to ionizing collisions with the background gas and β and L the 2-body and 3-body ionization rate constants defined for a thermal cloud. The total ion rate from a thermal cloud is given by

$$\Phi = \frac{N}{\tau_i} + \frac{1}{2}\beta \int n^2 d\mathbf{r} + \frac{1}{3}L \int n^3 d\mathbf{r}. \quad (1)$$

The numerical factors reflect the fact that although two (three) atoms are lost in 2-body (3-body) collisions, only one ion is produced. Ionization measurements on a pure BEC were reported in Ref. [11], and, as a was not precisely known, β and L were given in terms of a .

For a precise measurement of a , corrections due to interactions must be taken into account. In the mean-field approach, the density is given by [1]

$$n(\mathbf{r}) = \frac{1}{\lambda^3(T)} g_{3/2} \left[\exp\left(-\frac{1}{k_B T} [V(\mathbf{r}) + 2gn(\mathbf{r}) - \mu]\right) \right], \quad (2)$$

with $\lambda(T)$ the thermal de Broglie wavelength, T the temperature, k_B the Boltzmann constant, V the trapping potential, $g = 4\pi\hbar^2 a/m$ the interaction constant, μ the chemical potential, and $g_\alpha(x) = \sum_{i=1}^{\infty} x^i/i^\alpha$.

The ion rate at the phase transition Φ_c can be derived from Eq. (2) by a first order perturbation theory similar to Ref. [12] but with a fixed temperature rather than a fixed atom number. We use the chemical potential of a gas in a harmonic potential at the BEC transition:

$$\mu_c/k_B T_c = \frac{3}{2} \frac{\tilde{\omega}}{\omega_c} + 4g_{3/2}(1) \frac{a}{\lambda_c}. \quad (3)$$

This gives

$$\Phi_c = \left(\frac{\omega_c}{\tilde{\omega}}\right)^3 \left[\frac{1}{\tau_i} \left(1.20 + 2.48 \frac{\tilde{\omega}}{\omega_c} + 12.35 \frac{a}{\lambda_c} \right) + \frac{\beta}{\lambda_c^3} \left(0.33 + 1.81 \frac{\tilde{\omega}}{\omega_c} + 6.75 \frac{a}{\lambda_c} \right) + \frac{L}{\lambda_c^6} \left(0.22 + 2.21 \frac{\tilde{\omega}}{\omega_c} + 6.50 \frac{a}{\lambda_c} \right) \right], \quad (4)$$

with $\tilde{\omega} = (2\omega_{\perp} + \omega_{\parallel})/3$, $\bar{\omega} = (\omega_{\parallel}\omega_{\perp}^2)^{1/3}$, $\omega_c = k_B T_c/\hbar$, and $\lambda_c = \lambda(T_c)$. The numerical values come from the calculation of arithmetic series and are independent of any parameters of the cloud. The terms proportional to a/λ_c account for the atomic interactions, while the corrections proportional to $\tilde{\omega}/\omega_c$ take into account the effect of finite sample size. For the typical parameters ($T_c \sim 2 \mu\text{K}$ and $a = 12 \text{ nm}$) we have $a/\lambda_c \approx \tilde{\omega}/\omega_c \approx 0.02$, corresponding to an interaction correction of 20%, 40%, and 60% in the three successive terms in Eq. (4). Even though the first order corrections are large, we find, using an approach similar to Ref. [13], that the second order corrections are negligible: -4% , 1.8% , and -3% , respectively. Note that finite size corrections are always smaller than those due to interactions.

Our setup has been described in Ref. [11]. Briefly, we trap up to 2×10^8 atoms at 1 mK in an Ioffe-Pritchard cloverleaf trap with τ_i estimated to be $>500 \text{ s}$. In a typical run, forced evaporation for 30 s cools a cloud to a temperature near the phase transition. At this point, the rf-knife frequency is decreasing at a rate of 400 kHz/s. The axial and radial oscillation frequencies in the harmonic trapping potential are $\omega_{\parallel}/2\pi = 47 \pm 3 \text{ Hz}$ and $\omega_{\perp}/2\pi = 1225 \pm 20 \text{ Hz}$, respectively. A 2-stage, single anode microchannel plate detector (MCP) is placed 5 cm below the trapping region. Two grids above the MCP allow us either to repel positive ions and detect only the He^* atoms or to attract and detect positive ions produced in the trapped cloud. As explained in Ref. [11], to detect the ion flux, the MCP is used in counting mode, whereas we record the TOF signal at low gain (analog mode) to avoid saturation. As explained in Ref. [4], the TOF signal is due to atoms in the $m = 0$ state which are insensitive to the magnetic field. However, atoms in magnetic field sensitive states are still present, and their trajectories are affected by uncontrolled residual fields. Therefore, during the time of flight, we apply a magnetic gradient in order to push these atoms away from the detector. The ratio between the detected atoms in the $m = 0$ state and the initial number of atoms in the cloud is not well known [10], so we use the TOF only to get the temperature.

The crux of the experiment is to obtain a cloud of atoms at the phase transition. To identify the BEC threshold point, we monitor the ion signal. We have shown in

Ref. [10] that the onset of BEC is heralded by a sudden increase of the ion rate associated with the increased density of the condensate. More precisely, the BEC threshold corresponds to the rapid change in slope of the ion rate vs time or the maximum of the 2nd derivative [14]. Figure 1 shows a series of such ionization rates during evaporation through the BEC transition. From these curves we can determine an empirical relation between the time of the onset of condensation and the ion rate preceding it. This relation stays valid only as long as we keep the same evaporation ramp and bias field. We will refer to this as the ‘‘threshold curve.’’ Because of fluctuations of the bias field, we observe fluctuations of the time of BEC onset from run to run. These correspond to approximately $\pm 60 \text{ ms}$ in time or $\pm 25 \text{ kHz}$ in frequency, a value which agrees with independent measurements of the fluctuations of the bias field.

Having established this relation, we can interrupt an evaporation sequence very close to the BEC threshold and record the instantaneous ion rate as well as the corresponding TOF signal. Only runs closer than $\pm 60 \text{ ms}$ to the threshold curve are used in the analysis.

We fit the associated TOF spectrum to determine the temperature (Fig. 2). We use Eq. (2) together with μ_c given in Eq. (3) for the initial atomic density and then assume purely ballistic expansion of the cloud after the switching off of the trap. We refer to this fit as the Bose fit. The fits are weighted by an estimated uncertainty in each point of the TOF curve. To make this estimate, we chose a set of TOF spectra which appeared to show no systematic deviation from their fits and used them to estimate the amplitude of the noise. This noise varies as the square root of the amplitude of the signal, indicating that we are limited by the shot noise of the atom detection. Our procedure is only an approximate indicator of the error bars. The chi square per degree of freedom χ^2 for the fits

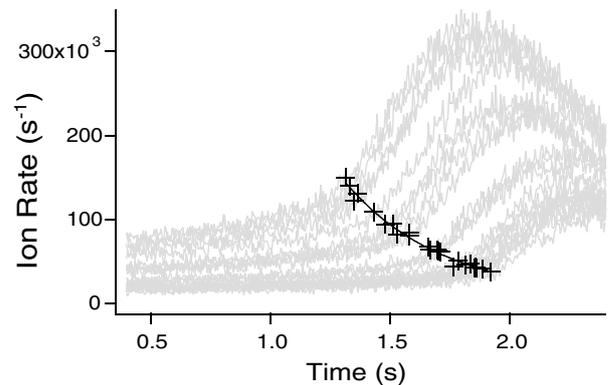


FIG. 1. Variation of the ion rate as the atomic cloud is cooled through the phase transition for various initial densities (gray curves). The rf-knife frequency at $t = 0$ is 2 MHz. The sudden increase of the ion rate (crosses) occurs at the BEC transition. The solid line passing through the transition points constitutes our empirical relation, named threshold curve.

deduced in this way ranges from 0.8 to 3. We then exclude a successively larger window (up to the rms of the TOF signal) from the fit (see Fig. 2). For all runs, we observe a variation of less than 5% and in most cases less than 3% of the temperature as the excluded window is increased.

In Fig. 2, we show an example of a typical TOF spectrum where the wings are fitted by a Gaussian and the Bose function described above. The ability of the Bose function to reproduce the center of the distribution without including it in the fit, unlike the Gaussian, confirms that the cloud is indeed close to the BEC threshold. In the following, we use the temperature given by the fit with an excluded window of half the rms width of the TOF signal in order to avoid the possibility of a small condensate component or other high density effects distorting our analysis.

Before plotting the ion rate as a function of the critical temperature, we correct the observed temperature to account for the hydrodynamic expansion of the cloud (see [2] and references therein). This is done in the spirit of Ref. [15], which uses the Boltzmann equation approach to take into account collisions during the expansion. The collision rate in Ref. [15] is calculated using a Gaussian density profile. We rather use the value calculated for an ideal Bose gas [16], which we have adapted to take interactions into account. This correction depends on the scattering length but the effect on the final value of a is only of order 0.3 nm for a ranging from 10 to 14 nm. We therefore simply assume $a = 12$ nm for this correction in the following. Due to the additional anisotropy of the expanding cloud in the horizontal (detector) plane, the fitting function should be modified; but a simulation of this effect shows that the correction to the temperature is less than 0.1%.

Finally, we correct the detected ion rate $\Phi_{c,\text{det}}$ to account for the detection efficiency α such that $\Phi_c = \Phi_{c,\text{det}}/\alpha$. It should be noted that the rate constants were

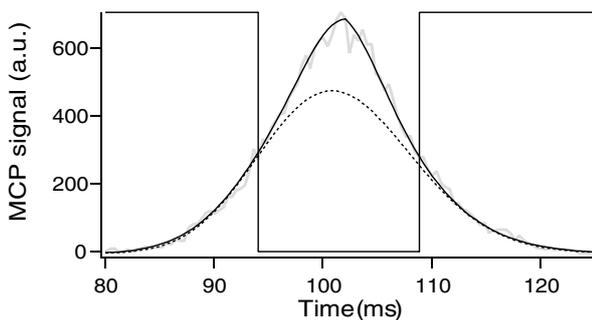


FIG. 2. Time of flight signal corresponding to a cloud released from the trap (at $t = 0$) when its ion rate is on the threshold curve. Here we have fitted the data with an excluded window indicated by the vertical lines (width equal to the rms width of the TOF signal). A Gaussian function (dotted line) does not describe the central part of the data well, while the Bose function as defined in the text (solid line) does, indicating that the cloud is close to threshold.

obtained by ion rate measurements [11]. This means that they were also corrected: $\beta = \beta_{\text{det}}/\alpha'$ and $L = L_{\text{det}}/\alpha'$. Equation (4) shows that, as long as $\alpha = \alpha'$, the detection efficiency cancels out and does not have any impact on the determination of a . We have checked experimentally that $\alpha = \alpha'$. To allow comparison with figures in earlier publications, all the figures have been corrected using the same α as earlier, namely, $\alpha = 0.42$ [10,11].

The results are plotted in Fig. 3. Curves corresponding to the expected variation for three values of the scattering length are also shown. We see that a large fraction of the data falls between $a = 10$ and 14 nm. The points at the highest temperatures, however, show a tendency to fall near the theoretical curve for $a = 10$ nm, while those at lower temperatures fall near $a = 14$ nm. To analyze this tendency further, we examine the TOF fits more closely using the χ^2 value as an indicator of the confidence level of each measurement. A large χ^2 could mean that the Bose function with μ imposed to μ_c is not the right fit function and, therefore, that the cloud is not sufficiently close to T_c . As shown in Fig. 3, outliers tend to be correlated with a large χ^2 . Note, however, that the remaining scatter in the data is too large to be accounted for by our *a priori* estimates of the uncertainties in our ion rate or temperature measurements. We presume that it is due to fluctuations in the determination of the BEC threshold.

To determine the scattering length, we fit the black points in Fig. 3 with a as a free parameter and using β and L parametrized by a as in Ref. [11]. The fit gives (all points are given equal weight) $a = 11.3$ nm. Our chief estimated uncertainty stems from the fact that our data show a systematic tendency to fall above the best fit at low temperature and below it at high temperature. To estimate this uncertainty, we fit the data (including gray points) separately for T_c below and above $2 \mu\text{K}$. We find $a = 13.8$ nm for the low temperature data and $a = 10.4$ nm for the high temperature data. The uncertainties in the measurements of β and L also contribute to the uncertainty in Eq. (4) used for fitting. In fact, the uncertainties in β and L are highly correlated [11] and their contribution to the uncertainty is less than 0.5 nm.

The error bars are obtained by summing quadratically the sources of uncertainties. Our final result for the scattering length is thus $a = 11.3_{-1.0}^{+2.5}$ nm. This result may be compared with the calculation in Ref. [8]. This work leads to $a = 8$ nm using the potential curves of Ref. [17]. From Ref. [8] one also finds that a 0.5% shift of the repulsive part of that potential would bring the theoretical value into agreement with our result. This 0.5% shift corresponds to the estimated uncertainty in the potential of Ref. [17]. Another theoretical treatment [7] gives a scattering length between 8 and 12 nm, also consistent with our results.

Our result also allows one to give values for the 2- and 3-body ionization rate constants. The error bars of Ref. [11] are modified to take into account the uncertainty

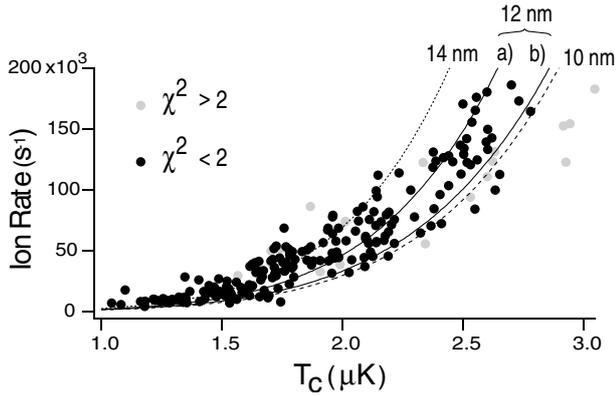


FIG. 3. Ion rate versus critical temperature. The points correspond to the results of 280 runs for which the ion rate was deemed sufficiently close to the condensation threshold. Gray indicates runs for which χ^2 in the TOF fits was above 2. The dashed line is the theoretical estimate for $a = 10$ nm, the dotted line for $a = 14$ nm [both including interaction corrections of Eq. (4)]. The two solid lines correspond to $a = 12$ nm, (a) with interactions and (b) without interactions, and illustrate the size of their effect.

of a . The uncertainty in the ion detection efficiency also contributes to the uncertainty in the rate constants. As discussed in Ref. [11], we will assume $\alpha = 0.42$ to get the central values of the rate constants. We will include a one-sided contribution to the error bars to account for the possibility, also discussed in [11], that α could be a factor of 2 smaller. We finally get $\beta = 0.9_{-0.8}^{+1.7} \times 10^{-14}$ cm³/s and $L = 2.5_{-1.7}^{+4.5} \times 10^{-27}$ cm⁶/s. The rate constants are in good agreement with theoretical predictions [8,18].

As shown in Fig. 3, curves *a* and *b*, our value of a is significantly shifted by the nonideal gas corrections of Eq. (4). Thus, when an independent measurement of the scattering length becomes available, our results can be used as a test of these corrections [19]. Note, however, that corrections to the critical temperature beyond mean-field theory [20] are small when one parametrizes the critical point in terms of an average density [13]. But an examination of the critical density measured in a local way, by imaging the ions from a cloud, for example, is sensitive to critical fluctuation phenomena which go beyond mean-field theory similar to the homogenous case [20]. Thus, refinements of the ionization measurements described here promise to continue to provide new tests of BEC physics.

This work is supported by EU Grants No. IST-2001-38863 and No. HPRN-CT-2000-00125 and by the INTAS Project No. 01-0855. S.S. is supported by the Danish Research Agency and J.V.G. by the Portuguese Foundation for Science and Technology.

*Permanent address: Departamento de Física, Universidade do Minho, Campus de Gualtar, 4710-057 Braga, Portugal.

- [1] F. Dalfovo, S. Giorgini, L. P. Pitaevskii, and S. Stringari, *Rev. Mod. Phys.* **71**, 463 (1999).
- [2] F. Gerbier, J.H. Thywissen, S. Richard, M. Hugbart, P. Bouyer, and A. Aspect, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 030405 (2004).
- [3] J.R. Ensher, D.S. Jin, M.R. Matthews, C.E. Wiemann, and E.A. Cornell, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 4984 (1996).
- [4] A. Robert, O. Sirjean, A. Browaeys, J. Poupard, S. Nowak, D. Boiron, C.I. Westbrook, and A. Aspect, *Science* **292**, 461 (2001).
- [5] F. Pereira Dos Santos, J. Léonard, Junmin Wang, C. J. Barrelet, F. Perales, E. Rasel, C.S. Unnikrishnan, M. Leduc, and C. Cohen-Tannoudji, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 3459 (2001).
- [6] M. Leduc, J. Léonard, F.P. Dos Santos, E. Jahier, S. Schwarz, and C. Cohen-Tannoudji, *Acta Phys. Pol. B* **33**, 2213 (2002).
- [7] A.S. Dickinson, F.X. Gadéa, and T. Leininger, *J. Phys. B* **37**, 587 (2004).
- [8] P. Leo, V. Venturi, I. Whittingham, and J. Babb, *Phys. Rev. A* **64**, 042710 (2001).
- [9] P.J.J. Tol, W. Hogervorst, and W. Vassen, *Phys. Rev. A* **70**, 013404 (2004).
- [10] S. Seidelin, O. Sirjean, J. Viana Gomes, D. Boiron, C.I. Westbrook, and A. Aspect, *J. Opt. B* **5**, 112 (2003).
- [11] O. Sirjean, S. Seidelin, J. Viana Gomes, D. Boiron, C.I. Westbrook, A. Aspect, and G.V. Shlyapnikov, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 220406 (2002).
- [12] S. Giorgini, L.P. Pitaevskii, and S. Stringari, *Phys. Rev. A* **54**, R4633 (1996).
- [13] P. Arnold and B. Tomášik, *Phys. Rev. A* **64**, 053609 (2001).
- [14] O. Sirjean, Ph.D. thesis, Université Paris XI, 2003, available at <http://tel.ccsd.cnrs.fr/documents/archives/0/00/00/30/88>
- [15] P. Pedri, D. Guéry-Odelin, and S. Stringari, *Phys. Rev. A* **68**, 043608 (2003).
- [16] G.M. Kavoulakis, C.J. Pethick, and H. Smith, *Phys. Rev. A* **61**, 053603 (2000).
- [17] J. Störck and W. Meyer, *Chem. Phys. Lett.* **225**, 229 (1994).
- [18] G.V. Shlyapnikov, J.T.M. Walraven, U.M. Rahmanov, and M.W. Reynolds, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 3247 (1994); P.O. Fedichev, M.W. Reynolds, and G.V. Shlyapnikov, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 2921 (1996); P.F. Bedaque, E. Braaten, and H.W. Hammer, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 908 (2000).
- [19] A measurement using photoassociation spectroscopy is in progress at the Ecole Normale Supérieure in Paris [M. Leduc (private communication)].
- [20] M. Holzmann, J.N. Fuchs, G. Baym, J.P. Blaizot, and F. Laloë, *C. R. Phys.* **5**, 21 (2004); N. Prokof'ev, O. Ruebenacker, and B. Svistunov, *Phys. Rev. A* **69**, 053625 (2004), and references therein.

Three-dimensional measurement of the Hanbury Brown Twiss effect for degenerate and non-degenerate bosonic ensembles

M. Schellekens,¹ R. Hoppeler,¹ A. Perrin,¹ J. Viana Gomes,^{1,2}
D. Boiron,¹ A. Aspect,¹ C. I. Westbrook^{1*}

¹Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, UMR 8501 du CNRS
Centre Scientifique d'Orsay, Bat. 503, 91403 Orsay CEDEX France

²Departimento de Fisica, Universidade do Minho
4710-057, Braga Portugal

*To whom correspondence should be addressed. E-mail: christoph.westbrook@iota.u-psud.fr.

We have studied 2-body correlations of atoms in an expanding cloud above and below the Bose-Einstein condensation threshold. The observed correlation function for a thermal cloud shows a bunching behavior, while the correlation is flat for a coherent sample. These quantum correlations are the atomic analogue of the Hanbury Brown Twiss effect. We observe the effect in three dimensions and study its dependence on cloud size.

Nearly half a century ago, Hanbury Brown and Twiss (HBT) performed a landmark experiment on light from a gaseous discharge (*I*). The experiment demonstrated strong correlations in the intensity fluctuations at two nearby points in space despite the random or chaotic nature of the source. Although the effect was easily understood in the context of classical statistical wave optics, the result was surprising when viewed in terms of the quantum theory. It implied that

photons coming from widely separated points in a source such as a star were "bunched". On the other hand, photons in a laser were not bunched (2, 3). The quest to understand the observations stimulated the birth of modern quantum optics (4). The HBT effect has since found applications in many other fields from particle physics (5) to fluid dynamics (6).

Atom or photon bunching can be understood as a two particle interference effect (7). Experimentally, one measures the joint probability for two particles, emitted from two separated source points A and B , to be detected at two detection points, C and D . One must consider the quantum mechanical amplitude for the process ($A \rightarrow C$ and $B \rightarrow D$) as well as that for ($A \rightarrow D$ and $B \rightarrow C$). If the two processes are indistinguishable, the amplitudes interfere. For bosons, the interference is constructive resulting in a joint detection probability which is enhanced compared to that of two statistically independent detection events, while for fermions the joint probability is lowered. As the detector separation is increased, the phase difference between the two amplitudes grows large enough to render the paths distinguishable and one recovers the situation for uncorrelated particles. This fact was used by HBT to measure the angular size of a star (8), but another major consequence of the observation was to draw attention to interference of two photon amplitudes which must not be confused with classical electromagnetic field amplitudes (3), and which has led to striking examples of "quantum weirdness" (9). In a laser, all photons are in the same quantum state. Hence there is only one physical process and no bunching effect. A similar effect is expected for atoms in a Bose-Einstein Condensate (BEC).

Two particle correlations have been observed both for cold neutral atoms (10, 11, 12) and for electrons (13, 14, 15), and three-particle correlations (16, 17, 18) at zero distance have also been used to study atomic gases. But the full three dimensional effect and its dependence on the size and degeneracy of a sample has yet to be demonstrated for massive particles. Here we demonstrate the effect for a cloud of atoms close to the BEC transition temperature using a

detector capable of individual particle detection. We extract, for different cloud temperatures, a three-dimensional picture of the correlations between identical particles produced by quantum interference. We also show that a BEC shows no such correlations. The results are in agreement with an ideal gas model and show the power of single particle detection techniques applied to the study of degenerate quantum gases.

The calculation of the phase difference of the possible two-particle detection amplitudes given in (7) can be adapted to the case of particles of mass m travelling to a detector in a time t . One can show that the correlation length observed at the detectors, i.e. the typical detector separation at which the relevant processes remain indistinguishable, is $l_i = \frac{\hbar t}{ms_i}$ where s_i is the source size along the direction i , \hbar is the reduced Planck's constant and we have assumed that the particles have propagated to the "far field" ($l_i \gg s_i$). Our measurements are performed on a cloud of atoms released suddenly from a magnetic trap. As a result of the pulsed nature of the experiment, the 3 dimensions can all be treated equivalently and the relation above applies in all three. Since the trap is anisotropic, the correlation function is as well. Our sample is a magnetically trapped cloud of metastable helium atoms evaporatively cooled close to the BEC transition temperature (19). Our source is thus very small and together with a long time of flight (308 ms) and helium's small mass, we achieve large correlation volume ($30 \times 800 \times 800 \mu\text{m}^3$) which simplifies the detection problem. The high phase space density of the sample also yields a high data rate for pair detection compared to many other experiments.

To detect the atoms we use an 8 cm diameter microchannel plate detector (MCP). It is placed 47 cm below the center of the magnetic trap. A delay line anode permits position sensitive detection of individual particles in the plane of the detector (20). The apparatus is shown schematically in Figure 1. Atoms are released from the trap by suddenly turning off the magnetic field. Approximately 10% of these atoms are transferred to the magnetic field insensitive $m = 0$ state and fall freely to the detector. The remaining atoms are removed by applying

magnetic field gradients. For each detected atom we record the in-plane coordinates x , y and the time of detection t . The atoms hit the detector at 3 m/s with little velocity spread and so we convert t into a vertical position z . The observed rms resolution is $d \sim 250 \mu\text{m}$ in x and y and 2 nm in z . These data allow us to construct a 3 dimensional histogram of pair separations $(\Delta x, \Delta y, \Delta z)$ for all particles detected in a single cloud. The histograms are summed over the entire atomic distribution and over many shots, typically 1000 (see Materials and Methods).

Because of our excellent resolution along z , we begin by concentrating on the correlation function along this axis. Normalized correlation functions for various experimental conditions are shown in Figure 2a. To compute the normalized correlation function, we divide the pair separation histogram by the auto-convolution of the average single particle distribution along z . We also normalize the correlation function to unity for large time separations. This amounts to dividing, for each elementary pixel of our detector, the joint detection probability by the product of the individual detection probabilities at the two pixels. This gives us the usual normalized correlation function $g^{(2)}(\Delta x = 0, \Delta y = 0, \Delta z)$. The HBT bunching effect corresponds to the bump in the top 3 graphs of Figure 2a. The fourth graph shows the result for a BEC. No correlation is observed. (A detector saturation effect in the BEC data required a modified analysis procedure, see Materials and Methods.)

To give a full 3D-image of the correlation function, we plot in Figure 2b the normalized correlation functions in the $\Delta x - \Delta y$ plane and for $\Delta z = 0$, for the same three data sets. The data in Figure 2b clearly show the asymmetry in the correlation function arising from the difference in the two transverse dimensions of the trapped cloud. The long axis of the correlation function is orthogonal to that of the magnetic trap.

We expect the experimental normalized correlation function for a thermal bosonic gas to be described by:

$$g_{th}^{(2)}(\Delta x, \Delta y, \Delta z) = 1 + \eta \exp \left(- \left[\left(\frac{\Delta x}{l_x} \right)^2 + \left(\frac{\Delta y}{l_y} \right)^2 + \left(\frac{\Delta z}{l_z} \right)^2 \right] \right) \quad (1)$$

We have assumed here that the gas is non interacting and that the velocity distribution remains roughly Gaussian even close to the BEC transition temperature. Numerical simulations indicate that this is a good approximation when the correlation function is averaged over the entire cloud (21). As discussed above, the correlation lengths should be inversely proportional to the sizes s_i of the sample. In a harmonic trap with trapping frequency ω_i along the i direction one has $s_i = \sqrt{\frac{k_B T}{m \omega_i^2}}$ where k_B is Boltzmann's constant and T is the temperature of the atoms. The parameter η would be unity for a detector whose resolution width d is small compared to the correlation length. Our d is smaller than l_y but larger than l_x and in this case η is given approximately by $\frac{l_x}{2d} \sim 5\%$. We use Eq. 1 to fit the data using η and the l_i as fit parameters (see Materials and Methods), and compare the results to the ideal gas model.

The results for l_x , l_y and l_z for our three temperatures are plotted in Figure 3a. The fitted values of l_x are $\sim 450 \mu\text{m}$, and are determined by the detector resolution rather than the true coherence length along x . The value of l_y shown in Figure 3a has been corrected for the finite spatial resolution of the detector. The fitted value of l_z requires no correction since in the vertical direction the resolution of the detector is much better. One sees that l_y and l_z are consistent and agree with the prediction using the known trap frequencies and temperatures. In Figure 3b we plot the fitted value of η versus temperature, along with the prediction of the same ideal gas model as in Figure 3a and using the measured detector resolution. The data are in reasonable agreement with the model although we may be seeing too little contrast at the lowest temperature. The run at $0.55 \mu\text{K}$ was above but very close to the BEC transition temperature. Future work will include examining whether the effect of the repulsive interactions between atoms or finite sample size must be taken into account.

The results reported here show the power of single particle detection in the study of quantum

gases. The correlations we have observed are among the simplest which should be present. Two recent experiments have shown correlations in a Mott insulator (11) as well as in atoms produced from the breakup of molecules near a Feshbach resonance (12). Improved observations of these effects may be possible with individual particle detection. Other atom pair production mechanisms, such as 4-wave mixing (22, 23) can be investigated. A fermionic analog to this experiment using ^3He would also be (24) of great interest.

References and Notes

1. R. Hanbury Brown, R. Q. Twiss, *Nature* **177**, 27 (1956).
2. F. T. Arecchi, E. Gatti, A. Sona, *Phys. Lett.* **20**, 27 (1966).
3. R. Glauber, *Phys. Rev. Lett.* **10**, 84 (1963).
4. R. J. Glauber, *Quantum Optics and Electronics*, C. DeWitt, A. Blandin, C. Cohen-Tannoudji, eds. (Gordon and Breach, New York, 1965), p. 63.
5. G. Baym, *Act. Phys. Pol. B* **29**, 1839 (1998).
6. B. Berne, R. Pecora, *Dynamic Light Scattering* (Dover, New York, 2000).
7. U. Fano, *Amer. J. Phys.* **29**, 539 (1961).
8. R. Hanbury Brown, R. Twiss, *Nature* **178**, 1046 (1956).
9. J. S. Bell, *Speakable and unspeakable in quantum mechanics* (Cambridge University Press, Cambridge, 2004), second edn.
10. M. Yasuda, F. Shimizu, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 3090 (1996).
11. S. Foelling, *et al.*, *Nature* **434**, 481 (2005).

12. M. Greiner, C. A. Regal, J. T. Stewart, D. S. Jin, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 110401 (2005).
13. M. Henny, *et al.*, *Science* **284**, 296 (1999).
14. W. D. Oliver, J. Kim, R. C. Liu, Y. Yamamoto, *Science* **284**, 299 (1999).
15. H. Kiesel, A. Renz, F. Hasselbach, *Nature* **418**, 392 (2002).
16. Y. Kagan, B. V. Svistunov, G. V. Shlyapnikov, *Sov. Phys.-JETP* **42**, 209 (1985).
17. E. A. Burt, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 337 (1997).
18. B. Laburthe Tolra, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 190401 (2004).
19. A. Robert, *et al.*, *Science* **292**, 461 (2001).
20. O. Jagutzki, *et al.*, *Nucl. Inst. & Meth. in Phys. Res. A* **477**, 244 (2004).
21. M. Naraschewski, R. Glauber, *Phys. Rev. A* **59**, 4595 (1999).
22. L. Deng, *et al.*, *Nature* **398**, 281 (1999).
23. J. Vogels, K. Xu, W. Ketterle, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 020401 (2002).
24. R. Stas, J. McNamara, W. Hogervorst, W. Vassen, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 053001 (2004).
25. We thank R. Sellem of the DTPI Technology Division, (supported by MRCT-CNRS Federation FR2764, and Université Paris-Sud) for his decisive role in the development of the time-to-digital converter.

Fig. 1. Schematic diagram of the apparatus. The MCP has a diameter of 8 cm and is 47 cm below the magnetic trap. The trapped cloud has a cylindrical symmetry with oscillation frequencies $\omega_x/2\pi = 47$ Hz and $\omega_y/2\pi = \omega_z/2\pi = 1150$ Hz. During its free fall towards the detector, a thermal cloud acquires a spherical shape. A 1 μ K temperature yields a cloud with an rms radius of approximately 3 cm at the detector. Single particle detection of the neutral atoms is possible because of the atom's 20 eV internal energy that is released at contact with the MCP. Position sensitivity is obtained through a delay-line anode at the rear side of the MCP. The axes of the trap are at 45° to those of the detector.

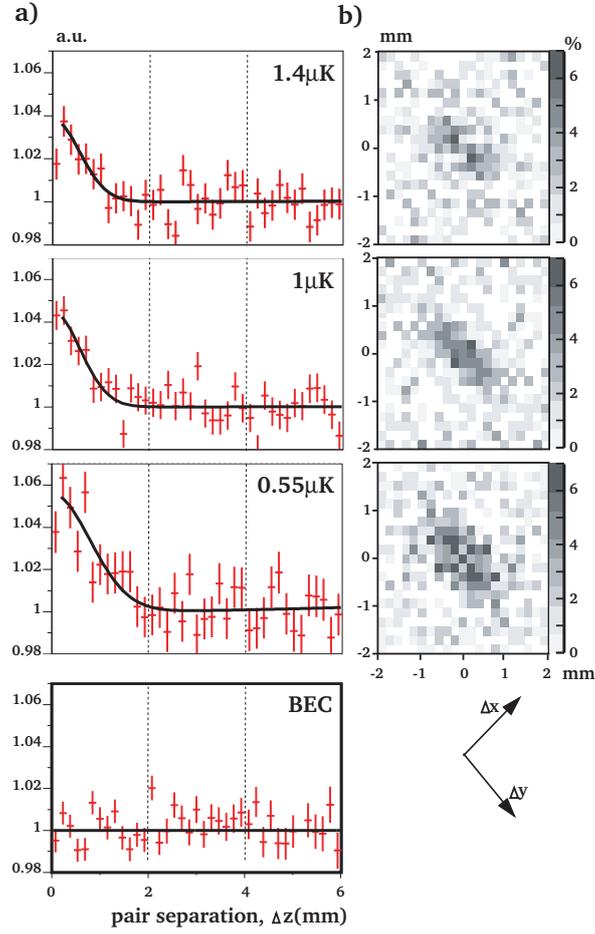


Fig. 2. a) Normalized correlation functions along the vertical (z) axis for thermal gases at 3 different temperatures and for a BEC. For the thermal clouds, each plot corresponds to the average of a large number of clouds at the same temperature. Error bars correspond to the square root of the number of pairs. b) Normalized correlation functions in the $\Delta x - \Delta y$ plane for the 3 thermal gas runs. The anisotropy of the initial cloud results in an anisotropic correlation function with inverted ellipticity.

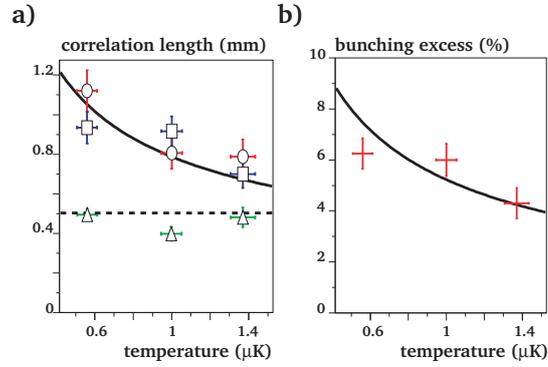


Fig. 3. Results of fits to the data in Figures 2a and 2b. a) Fitted correlation lengths l_x , l_y and l_z along the 3 axes (triangles, squares and circles). Vertical error bars are from the fits. Horizontal error bars correspond to the standard deviation of the measured temperature. Along the x axis the measurement is entirely limited by the detector resolution. The dotted horizontal line is the result of an independent estimate of the resolution. The result for the y axis has been corrected for the finite detector resolution as characterized by the fitted value of l_x . The z -axis suffers from no such resolution limit. The solid curve corresponds to $\frac{\hbar t}{ms_z}$ where $s_z = s_y$ depends on the temperature (see text). b) Fitted contrast η of the correlation function for the three temperatures used. The solid line corresponds to the same non-interacting gas model as the line in a) and includes the finite detector resolution.

Materials and Methods

Histogram along z : In computing the vertical separation histogram (the unnormalized correlation function), our averaging procedure is as follows. Let the index (i, j) denote a particular detector pixel in the $x - y$ plane. We compute the histogram $h_{i,j}$, corresponding to vertical separations of the pairs of atoms detected in the pixel (i, j) as well as the histogram $h_{i,j;k,l}$, corresponding to the separations of pairs of atoms one of which was in pixel (i, j) and the other in pixel (k, l) . The $200 \mu\text{m}$ pixel size gives $\Delta x = (k - i) \times 200 \mu\text{m}$ and $\Delta y = (l - j) \times 200 \mu\text{m}$. To improve the signal to noise ratio in the correlation function along the z axis we form the sum:

$$h_{i,j} + \sum_{a,b} h_{i,j;i+a,j+b} \quad (2)$$

in which $(a, b) = \{(0, -1), (1, 0), (1, -1), (1, -2), (2, -1), (2, -2), (2, -3), (3, -2), (3, -3)\}$. The resulting histogram is then summed over all pixels (i, j) and all the cloud realizations and is plotted in Fig 2a.

The analysis of the BEC presented an additional complication because the high density of the sample, even after expansion, appeared to induce saturation effects in the detector. When observing a BEC with about 1000 detected atoms, the second half of the cloud was detected with much reduced efficiency. This effect was of course more pronounced at the center of the BEC, leading to "banana" shaped rather than circular profiles in the y - z plane. The saturation effect caused a high sensitivity of the apparent shape of a cloud to the number of atoms in it.

Since our averaging and normalization procedure assume that successive shots have the same temporal shape, the cloud shapes must be corrected before averaging. This correction was done by dividing up each cloud in 8 slices along the y axis and determining the maximum of the arrival time distribution (recall that the z axis is the temporal axis). Each segment was

then shifted in time so as to have its maximum coincide with the expected maximum without saturation (308 ms). This procedure produces clouds whose profiles are distorted but whose correlations would be substantially preserved.

Fitting procedure : Instead of fitting the data directly to the function $g_{th}^{(2)}$, we use a three step procedure, which exploits the Gaussian nature of $g_{th}^{(2)}$. First, since our resolution is best along the z direction, we fit the data of Fig. 2a to $g_{th}^{(2)}(0, 0, \Delta_z)$ to extract l_z . The assumption of a Gaussian $g_{th}^{(2)}$ ensures that the averaging over pixels as described in Eq.2 improves the uncertainty in the fitted value of l_z only at the cost of a lowered value of η . Then, we fit the normalized experimental correlation function for a given value of $(\Delta x, \Delta y)$ without the average over pixels in Eq. 2 to $1 + \eta' \exp[-(\Delta z/l_z)^2]$ and fixing the value of the parameter l_z to that extracted in the previous step. This gives the value of $\eta' = \eta \exp(-[(\Delta x/l_x)^2 + (\Delta y/l_y)^2])$ as a function of $(\Delta x, \Delta y)$ which we plot in Figure 2b. We then fit the data in Figure 2b to $g_{th}^{(2)}(\Delta x, \Delta y, 0)$ to find l_x and l_y and η .

Electronic detection : We have also recorded data for a cloud at 1 mK, for which the correlation length is so small that the bunching effect is washed out. Experimentally, the normalized correlation function in this case is indeed flat to within less than 1 %. This ensures that there is no spurious electronic effect on our data.

Atomic density of an harmonically trapped ideal gas near Bose-Einstein transition temperature

R. Hoppeler¹, J. Viana Gomes^{1 a}, and D. Boiron¹

Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique,
UMR 8501 du CNRS, F-91403 Orsay Cedex, France

Received: date / Revised version: date

Abstract. We investigate the atomic density of a cloud confined in an isotropic harmonic trap at the vicinity of Bose-Einstein transition temperature. We show that, for an ideal gas and near this temperature, the ground-state density cannot be neglected, even at the thermodynamic limit. In particular, at the transition temperature, the value of $\rho(0)\lambda^3$ with $\rho(0)$ the total peak density and λ the thermal de Broglie wavelength, is more than two times the famous $\zeta(3/2) \approx 2.612$. We compare the exact calculations, available in an harmonic trap, to semi-classical approximations.

PACS. 03.75.Hh Static properties of condensates; thermodynamical, statistical and structural properties – 03.65.Sq Semiclassical theories and applications – 05.30.Jp Boson systems

The phenomenon of Bose-Einstein condensation (BEC) is a phase transition. Below the critical temperature T_c , the ground-state population, which is the order parameter, becomes macroscopic. This phenomenon, that happens strictly speaking only at the thermodynamic limit, is usually illustrated in textbooks with an homogenous gas. Experimentally, the Bose-Einstein condensation of dilute gases has been observed since 1995 with atoms confined in an harmonic trap. These stimulating experimental data quickly showed that two more effects were to be considered for complete interpretation: interatomic interactions and the finite atom number, typically 10^6 . This leads [1] to a shift of the transition temperature, to Bogoliubov-like excitation spectrum of the condensate, to Thomas-Fermi profile for dense condensate... Several papers address more specifically finite size effects on harmonically trapped ideal gases. Two quantities have been investigated in detail: the atom number [2,3,5,6,7,8] and the specific heat [4,6,8]. It is shown that the transition temperature associated to the atom number is shifted compared to T_c , but by a small amount, typically of few percent for atom numbers in the range 10^6 . The transition temperature for the specific heat is different but is also very close to T_c [4,8].

Surprisingly fewer attention was payed on the atomic density of an ideal gas. In an homogenous gas it is obviously equivalent to the atom number but this is no more the case in a spatially varying potential. It becomes the good parameter of the theory, in particular to perform local density approximations. One can wonder if the den-

sity will behave similarly as the atom number around the transition temperature. We will see that the answer is generally no. This point will be illustrated for an isotropic harmonic trapping and for a finite atom number. Furthermore, it implies that semi-classical approximations for the atomic density have to be derived carefully. This should be particularly true, for example, for the study of the shift of the critical temperature by the interatomic interactions, both within the mean-field approximation [5] and beyond this approximation [9]. The effect of interactions will not be addressed in this paper.

In an harmonic trap and at the transition temperature we will find that the ground-state peak density is not negligible and has the same order of magnitude as the excited states density. The Einstein criterion for BEC $\rho(0)\lambda^3 = \zeta(3/2)$ with $\rho(0)$ the *total* peak density and λ the thermal de Broglie wavelength has to be replaced by $\rho(0)\lambda^3 = \zeta(3/2) + 2\sqrt{2\zeta(2)}$. This result, obtained at the thermodynamic limit, is still valid for finite atom numbers. We will compare the exact results with semi-classical approximations. The addition of the ground-state contribution on the latter improve their accuracy. We will finally show that spatial integrations of the density, used usually for imaging, decrease the effect.

We will use finite atom number for our calculations and hence speak rather about transition temperature instead of critical temperature. It will be denoted T^* in the following. As we will discuss several models for the atomic density we will define different values of T^* . The Bose-Einstein distribution gives the population N_i of a given

^a Permanent address: Departamento de Física, Universidade do Minho, Campus de Gualtar, 4710-057 Braga, Portugal
Correspondence to: denis.boiron@iota.u-psud.fr

energy level ϵ_i : $N_i = (e^{\beta(\epsilon_i - \mu)} - 1)^{-1}$ with $\sum_{i=0}^{\infty} N_i = N$.

Here $\beta = 1/k_B T$ with k_B the Boltzmann's constant, μ is the chemical potential and N the total atom number. For a fixed atom number the chemical potential increases as the temperature decreases. As μ has to be smaller than ϵ_0 , the ground-state energy, the excited state population will saturate when μ approaches ϵ_0 whereas N_0 is still increasing: $N - N_0 = \sum_{i=1}^{\infty} N_i(\mu, T) \leq \sum_{i=1}^{\infty} N_i(\mu = \epsilon_0, T)$.

The transition temperature T^* is defined [1,10] as the temperature such that the saturated excited states population is equal to the total atom number :

$$\sum_{i=1}^{\infty} N_i(\epsilon_0, T^*) = N \quad (1)$$

It is important to note that at the transition temperature, the chemical potential *is not* equal to the ground-state energy. The preceding equation gives the value of the transition temperature and, adding the ground state contribution, $\sum_{i=0}^{\infty} N_i(\mu^*, T^*) = N$ gives then the value of the chemical potential at $T = T^*$.

We will first examine the thermodynamic limit case. There, things seem simple. For an isotropic harmonic trap of oscillation frequency ω , this limit means $N \rightarrow \infty$ with $N\omega^3$ kept constant. Then $\tau = \hbar\omega/(k_B T) \ll 1$ and semi-classical approximations should work. Replacing the discrete energy spectrum by a continuous one and neglecting the ground-state energy ϵ_0 , leads to the density $\rho(r) = \frac{1}{\lambda^3} g_{\frac{3}{2}}[z \exp(-\frac{\tau}{2}(r/\sigma)^2)]$ with $z = e^{\beta\mu}$ the fugacity, $\sigma = \sqrt{\frac{\hbar}{m\omega}}$ the size of the ground-state and $g_{\frac{3}{2}}()$ a Bose function [11]. With the above notation, the thermal de Broglie wavelength is $\lambda = \sigma\sqrt{2\pi\tau}$. Similarly, the atom number would be $N = g_3(z)/\tau^3$. Obviously these expressions neglect the population of the ground-state. As $\tau \ll 1$, eq.1 leads then to $z_c = 1$ and $N = \zeta(3)/\tau_c^3$, with T_c the critical temperature. The critical peak density would then be given by $\rho_c(0)\lambda_c^3 = g_{\frac{3}{2}}(z_c) = \zeta(3/2) \approx 2.612$.

These statements are wrong, however. The thermodynamic limit has to be taken at the end of the calculation, meaning that we are not allowed to neglect the ground-state population from the beginning. The above expression for the density and atom number are in fact approximations for the excited states. Adding the ground-state contribution leads to $\rho(r) = \frac{1}{\lambda^3} g_{\frac{3}{2}}[ze^{-\frac{\tau}{2}(r/\sigma)^2}] + \rho_0(r)$ and $N = \frac{1}{\tau^3} g_3(z) + N_0$ with $\rho_0(r) = \frac{N_0}{(\sqrt{\pi}\sigma)^3} e^{-(r/\sigma)^2}$ and $N_0 = \frac{z}{1-z}$. The value of the critical temperature is unchanged as it is defined by the excited states saturation, but the critical fugacity z_c is now different from 1. Using $g_3(z_c) \approx \zeta(3) - \zeta(2)x_c$ with $z_c = e^{-x_c}$ ($x = \beta(\epsilon_0 - \mu) > 0$), leads to $x_c \approx \tau_c^{3/2}/\sqrt{\zeta(2)}$ [8]. The ground-state population is $\sim 1/x_c$ and, as expected, vanishingly small as $\tau_c \rightarrow 0$ compared to the excited-state population $\zeta(3)/\tau_c^3$. The ground-state peak density is $\sim \frac{1}{(\sqrt{\pi}\sigma)^3 x_c}$ whereas the ex-

cited state peak density is $\zeta(3/2)/\lambda_c^3$. As $\lambda_c = \sigma\sqrt{2\pi\tau_c}$, the two quantities have the same order of magnitude ! The degeneracy parameter is then $\rho_c(0)\lambda_c^3 = \zeta(3/2) + 2\sqrt{2\zeta(2)} \approx 6.24$. This means that the ground-state population is extremely small but the size of its wavefunction is also extremely small compared to the atomic cloud size. For an harmonic trap both depends on the same small parameter at also the same power. So, even at the thermodynamic limit, the traditional criterion for BEC is modified.

We will now address the case of finite atom numbers and the comparison between semi-classical approximations and exact results. It is well known that the transition temperature will be shifted compared to T_c for finite atom numbers [2,3,6]. The above semi-classical approximation is then inaccurate. A better approximation, which takes into account the ground-state energy to first order, is: $\rho(r) = \frac{1}{\lambda^3} \{g_{\frac{3}{2}}[\tilde{z}(r)] + \frac{3\tau}{2} g_{\frac{1}{2}}[\tilde{z}(r)]\}$ where $\tilde{z}(r) = ze^{-\frac{\tau}{2}(r/\sigma)^2}$. Then $N = \frac{1}{\tau^3} [g_3(z) + \frac{3\tau}{2} g_2(z)]$. This is the usual semi-classical approximation found in the literature. Note that $g_{\frac{1}{2}}(z)$ diverges at $z = 1$. This means that this approximation is intrinsically bad near the center of the trap for the transition temperature. This divergence is however weak, and any spatial integration will give finite result.

We can cure this defect by adding, as before, the ground-state contribution. We obtain then

$$\begin{cases} \rho_{sc}(r) = \frac{1}{\lambda^3} \{g_{\frac{3}{2}}[\tilde{z}(r)] + \frac{3\tau}{2} g_{\frac{1}{2}}[\tilde{z}(r)]\} + \frac{z}{1-z} \frac{e^{-\frac{\tau}{2}(r/\sigma)^2}}{(\sqrt{\pi}\sigma)^3} \\ N = \frac{1}{\tau^3} [g_3(z) + \frac{3\tau}{2} g_2(z)] + \frac{z}{1-z} \\ T_{sc}^* \text{ such that } N = \frac{1}{\tau_{sc}^3} [\zeta(3) + \frac{3}{2} \zeta(2) \tau_{sc}^*] \end{cases} \quad (2)$$

We will use this semi-classical approximation in the following. The harmonic trap is specific because one knows exactly the eigen-energies and eigen-functions of the Hamiltonian. Semi-classical approximations can then be tested accurately. The expressions of the atomic density and atom number [12] are :

$$\begin{cases} \rho_{ex}(r) = \frac{1}{(\sqrt{\pi}\sigma)^3} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{z^l}{(1-e^{-2\tau l})^{3/2}} e^{-\tanh(\frac{\tau l}{2})(\frac{r}{\sigma})^2} \\ N = \sum_{l=1}^{\infty} \frac{z^l}{(1-e^{-\tau l})^3} \\ T_{ex}^* \text{ such that } N = \sum_{l=1}^{\infty} \left(\frac{1}{(1-e^{-\tau_{ex}^* l})^3} - 1 \right) \end{cases}$$

where, here $z = e^{\beta(\mu - \epsilon_0)}$. The semi-classical models correspond to a Taylor expansion in τ of these last expressions.

The semi-classical model *sc* is a very good approximation of the exact solution [13]. They only differ slightly near the transition temperature. Figure 1 shows the relative deviations of T_c and T_{sc}^* from T_{ex}^* in function of the atom number. As expected the different values are very similar. The value T_{sc}^* deviates less than 1% for $N > 400$ and the relative shift is $\sim 10^{-4}$ for typical experimental atom numbers. This is well below actual experimental uncertainties. The thermodynamic value T_c is significantly higher than T_{ex}^* , typically 1 % [2,3,6,8]. This discrepancy

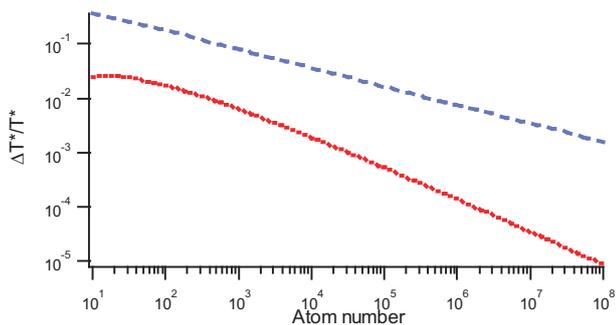


Fig. 1. Relative shift of the semi-classical transition temperatures T_c (dashed line) and T_{sc}^* (dotted line) to T_{ex}^* (see text) in function of the atom number. Both temperatures converge for high atom numbers. The critical temperature at thermodynamic limit, T_c , deviates by less than 1% for $N > 5 \cdot 10^5$. The semi-classical transition temperature defined for a finite atom number, T_{sc}^* , is much more accurate and deviates by less than 1% for $N > 400$.

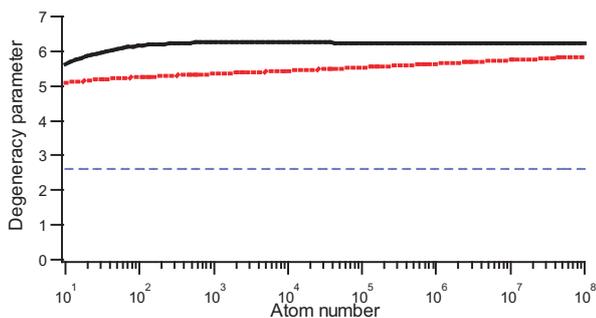


Fig. 2. The parameter $\rho(0)\lambda^3$ for the semi-classical model *sc* (dotted line) and for the exact calculation (solid line) is plotted in function of the atom number N for clouds at the transition temperature $T = T_{sc}^*$ and $T = T_{ex}^*$ respectively. Even if the degeneracy parameters are somewhat different, they both differ significantly to the usual value of 2.612 (dashed horizontal line). This deviation is due to an under-estimation of the ground-state density.

will be even more pronounced for anisotropic trap (see below).

Figure 2 shows the degeneracy parameter $\rho(0)\lambda^3$ in function of the atom number for clouds at $T = T^*$. We plot this number for the semi-classical approximation *sc* and for model *ex*. The two curves are higher than 2.612 and confirm the thermodynamic calculation presented above. The degeneracy parameter is astonishingly constant till 10^3 atoms and does not differ much even for smaller atom numbers. They both tend to the same asymptotic value but differ significantly for experimentally accessible atom numbers. This is because the term in $\frac{3}{2}\tau$ in model *sc* is not negligible. One finds $x_{sc}^* \approx \frac{(\tau_{sc}^*)^{\frac{3}{2}}}{\sqrt{\zeta(2)}} \left(1 + \frac{9}{8\zeta(2)} \tau_{sc}^* \ln \tau_{sc}^*\right)$ [11].

Figure 3 shows the evolution of the condensate fraction N_0/N and condensate peak density fraction in function of T for $N = 10^6$ atoms. What prevails in this figure is the

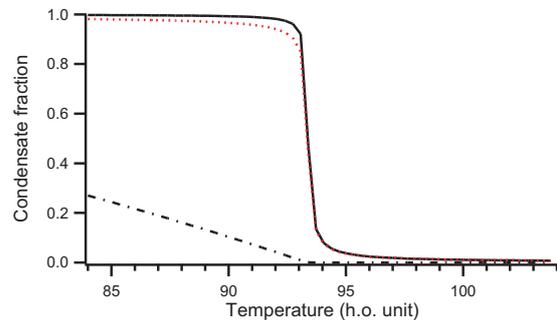


Fig. 3. Condensate atom number fraction N_0/N (dot-dash line) and peak density fraction $\rho_0(0)/\rho(0)$ (solid line) in function of the temperature in harmonic oscillator unit $\hbar\omega/k_B$. The cloud contains 10^6 atoms. The transition temperature is $T_{ex}^* = 93.37\hbar\omega/k_B$ and the asymptotic thermodynamic temperature is $T_c = 94.05\hbar\omega/k_B$. The ground-state peak density increases much more sharply than the ground-state population around the transition temperature. The former has also a significant value above T_{ex}^* . The model *sc* is indistinguishable for N_0/N , but is slightly different for $\rho_0(0)/\rho(0)$ (dotted line).

sharp increase of the condensate peak density compared to the condensate population. In this respect, the peak density is a much better marker of the Bose-Einstein condensation than the atom number. This feature is in fact used experimentally: the appearance of a small peak over a broad distribution is the usual criterion to distinguish clouds above or below the transition temperature. The increase of the density at threshold is very sharp and so the actual value of the density is very sensitive to the value of the temperature. This explains also the high sensitivity on the results shown in Fig.2. For this large atom number the temperature T_c and T_{ex}^* are already very close but can be distinguished in the small window around transition shown in the graph. One also notices that the ground-state peak density, even above transition, is significant. This will be even much more pronounced for smaller atom numbers.

Figure 4 shows the density profile of clouds at the same temperature for atom numbers around N_{ex}^* , the number of atoms for which $T = T_{ex}^*$ ($N = N_{ex}^*$ corresponds to the dotted line). Only the central part is sensitive to the atom number indicating that the excited states are already saturated. Moreover, by looking at the graph, one would rather think that the Bose-Einstein transition occurs for a smaller atom number. This points out that the definition on the transition temperature on an atom number criterion does not fully correspond to a criterion based on the atomic density which would be more connected to experiments. The inset shows the excited states and ground state density profile at threshold. The excited states density exhibits a dip in the center of the cloud, obviously not present in semi-classical models (monotonic functions). We check that the height of the dip is proportional to $1/\tau$ for various atom number and can almost be totally attributed to the first excited state occupation.

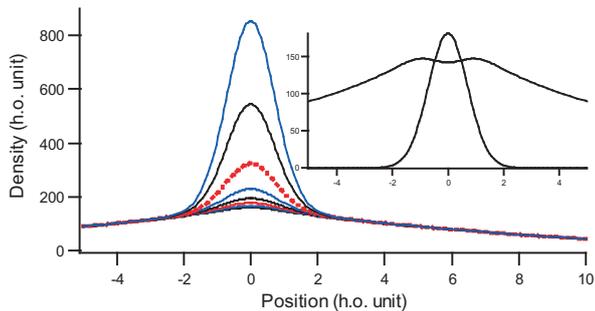


Fig. 4. Atomic density in function of r/σ where σ is the size of the harmonic oscillator ground-state. The temperature is $T = 93.37\hbar\omega/k_B$ and the atom number N spans from $0.990 \cdot 10^6$ to $1.004 \cdot 10^6$ by step of 2000 atoms. The curve at threshold is in dotted line. The inset shows the excited states and ground state density profile at threshold. The dip around $r = 0$ is mainly due to the first excited state population.

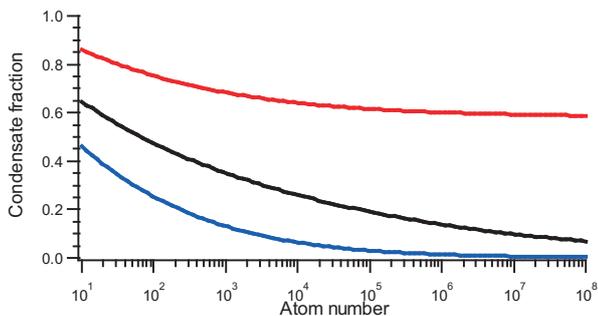


Fig. 5. Contribution of the ground-state on the peak density for, from bottom to top, 1D, 2D and 3D images in function of the number of trapped atoms. The clouds are at the transition temperature T_{ex}^* . A 3D image would give the density in all three dimensions of space [16] whereas 2D (resp. 1D) image corresponds to the density integrated over one (resp. 2) dimension. For $N = 10^4$ atoms the ground-state contributes to $\sim 26\%$ in 2D images and $\sim 6\%$ in 1D images. In contrast to 3D image, the ground-state contribution is very small for large atom number; it is not for typical atom numbers accessible in experiments.

We have shown results on the atomic density at the vicinity of the transition temperature. Detection techniques use rather 1D-integrated density (absorption images) or 2D-integrated density (see [15] for instance). One can show that, at threshold, the 1D and 2D-integrated peak density of the ground-state is vanishingly small at the thermodynamic limit. The peak 1D-integrated density fraction behaves at threshold as $\sqrt{\tau}$ and the 2D-integrated peak density as τ . For typical atom number this is nevertheless not negligible, as can be seen in Fig.5. We have also added, for comparison, the result for the full 3D density. At the transition temperature T_{ex}^* , the ground-state contributes to more than 10% for $N < 2500$ atoms in 1D images and for $N < 8 \cdot 10^6$ atoms for 2D images.

In conclusion, we have shown that the peak density of an ideal atomic gas is higher than expected near the transition temperature. Apart from the atomic density, two- and three-body inelastic loss rates will also be affected and could be 20 to 30% higher than expected around the transition temperature for typical atom numbers.

For anisotropic traps the term $\frac{3}{2}\tau$ in eq 2 becomes $\frac{3}{2}\tau\frac{\bar{\omega}}{\bar{\omega}}$, with $\bar{\omega} = (\prod_i \omega_i)^{1/3}$ the geometric mean and $\bar{\omega} = \frac{1}{3}\sum_i \omega_i$ the arithmetic mean [2]. Thus the effect will be even more pronounced for anisotropic traps because $\bar{\omega} \gg \bar{\omega}$. Besides, the interatomic interactions have been neglected in our analysis and will modify our conclusions. Previous calculations treated separately finite size and interactions effects, both corrections being finally added. The main result presented here, the ground-state contribution on the density, tends to prove that both effects have to be investigated together. A full three-dimensional density measurement would be valuable to this respect; this type of measurement is at the edge to be available in our experiment on metastable helium in Orsay [16].

We thank S. Giorgini for stimulating discussions.

References

1. F. Dalfovo, S. Giorgini, L. P. Pitaevskii, S. Stringari, *Rev. Mod. Phys.* **71**, 463 (1999)
2. S. Grossmann and M. Holthaus, *Z. Naturforsch. Teil A* **50**, 921 (1995)
3. W. Ketterle and N. J. van Druten, *Phys. Rev. A* **54**, 656 (1996)
4. K. Kirsten and D. J. Toms, *Phys. Rev. A* **54**, 4188 (1996)
5. S. Giorgini, L. P. Pitaevskii, S. Stringari, *Phys. Rev. A* **54**, R4633 (1996)
6. H. Haugerud, T. Haugest and F. Ravndal, *Phys. Lett. A* **225**, 18 (1997)
7. S. Giorgini, L. P. Pitaevskii, S. Stringari, *J. Low Temp. Phys.* **100**, 309 (1997)
8. R. K. Pathria, *Phys. Rev. A* **58**, 1490 (1998)
9. P. Arnold and B. Tomášik, *Phys. Rev. A* **64**, 053609 (2001)
10. Y. Castin, lecture note in "Coherent atomic matter waves", Les Houches Session LXXII, eds. R. Kaiser, C. I. Westbrook and F. David, Springer (2001)
11. We use the usual definition of Bose functions $g_a(x) = \sum_{l=1}^{\infty} x^l/l^a$. We remind that $g_a(1) = \zeta(a)$ with $\zeta()$ the Riemann Zeta function. Note that $g_1(x) = -\ln(1-x)$ and $\frac{dg_a}{dx}(x) = g_{a-1}(x)/x$.
12. L. D. Landau and E. M. Lifshiz, *Statistical Physics*, Butterworths (1996)
13. We use the result of ref.[14] for the calculation of the Bose functions near the transition temperature. For the series in model ex , the convergence is very slow but can easily be accelerated. For instance, it is much better to write $N = \frac{z}{1-z} + \sum_{l=1}^{\infty} z^l (\frac{1}{1-e^{-\tau l}} - 1)$ because the second term converges for large l because of z^l and because of $(\frac{1}{1-e^{-\tau l}} - 1)$.
14. J. E. Robinson, *Phys. Rev.* **83**, 678 (1951)

15. A. Robert, O. Sirjean, A. Browaeys, J. Poupard, S. Nowak, D. Boiron, C. I. Westbrook, and A. Aspect, *Science* **292**, 461 (2001)
16. M. Schellekens, R. Hoppeler, A. Perrin, J. Viana Gomes, D. Boiron, A. Aspect, and C. I. Westbrook, e-print arXiv:cond-mat/0508466.

Bibliographie

Les articles originaux sur la condensation de Bose-Einstein

- [1] S. BOSE, "Plancks Gesetz und Lichtquantenhypothese", *Z. Phys.* **26**, 178 (1924), l'article original sur la statistique des bosons.
- [2] A. EINSTEIN, "Quantentheorie des einatomigen idealen Gases", *Sitzungber. Preuss. Akad. Wiss.*, 261 (1924)
- [3] A. EINSTEIN, "Quantentheorie des einatomigen idealen Gases. Zweite Abteilung", *Sitzungber. Preuss. Akad. Wiss.*, 3 (1925)
- [4] F. LONDON, *Nature(London)* **141**, 643 (1938).
- [5] J. F. ALLEN and A. D. MISENER, "The Properties of Flow of Liquid He II", *Royal Society of London Proceedings Series A* **172**, 467 (1939)
- [6] L. D. LANDAU, *J. Phys.(Moscou)*, **5**, 71 (1941).
- [7] J. P. GORDON, H. J. ZEIGER, and C. H. TOWNES, "Molecular Microwave oscillator and New Hyperfine Structure in the Microwave Spectrum of NH_3 ", *Phys. Rev.* **95**, 282-284, (1954).
- [8] R. P. FEYNMAN, in *Progress in Low Temperature Physics*, edited by C. J. Gorter (North-Holland, Amsterdam), Vol. **1**, p. 17 (1955).
- [9] O. PENROSE and L. ONSAGER, "Bose-Einstein condensation and liquid helium", *Phys. Rev.* **104**, 576 (1956)
- [10] M. H. ANDERSON, J. R. ENSHER, M. R. MATTHEWS, C. E. WIEMAN, and E. A. CORNELL, "Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor", *Science* **269**, 198 (1995), premier condensat de rubidium.
- [11] C. C. BRADLEY, C. A. SACKETT, J. J. TOLLETT, and R. G. HULET, "Evidence of Bose-Einstein Condensation in an Atomic Gas with Attractive Interactions", *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1687 (1995), premier condensat de lithium.
- [12] K. B. DAVIS, M.-O. MEWES, M. R. ANDREWS, N. J. VAN DRUTEN, D. S. DURFEE, D. M. KURN, and W. KETTERLE, "Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms", *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3969 (1995), premier condensat de sodium.

Quelques expériences-clés sur le condensat

- [13] D. S. JIN, J. R. ENSHER, M. R. MATTHEWS, C. E. WIEMAN, and E. A. CORNELL, "Collective Excitations of a Bose-Einstein Condensate in a Dilute Gas", *Phys. Rev. Lett.* **77**, 420-423 (1996).
- [14] M.-O. MEWES, M. R. ANDREWS, N. J. VAN DRUTEN, D. M. KURN, D. S. DURFEE, C. G. TOWNSEND, and W. KETTERLE, "Collective Excitations of a Bose-Einstein Condensate in a Magnetic Trap", *Phys. Rev. Lett.* **77**, 988-991 (1996).

- [15] D. S. JIN, M. R. MATTHEWS, J. R. ENSHER, C. E. WIEMAN, and E. A. CORNELL, “Temperature-Dependent Damping and Frequency Shifts in Collective Excitations of a Dilute Bose-Einstein Condensate”, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 764-767 (1997).
- [16] M. R. ANDREWS, C. G. TOWNSEND, H.-J. MIESNER, D. S. DURFEE, D. M. KURN, and W. KETTERLE, “Observation of Interference Between Two Bose Condensates”, *Science* **275**, 637 (1997).
- [17] J. R. ENSHER, D. S. JIN, M. R. MATTHEWS, C. E. WIEMAN, and E. A. CORNELL, “Bose-Einstein Condensation in a Dilute Gas : Measurement of Energy and Ground-State Occupation”, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 4984-4987 (1996).
- [18] C. ORZEL, A. K. TUCHMAN, M. L. FENSELAU, M. YASUDA, and M. A. KASEVICH, “Squeezed states in a Bose-Einstein condensate”, *Science* **291**, 2386 (2001), le « squeezing » en question est sur les variables nombre-phase.
- [19] M. GREINER, O. MANDER, T. ESSLINGER, T. W. HÄNSCH, and I. BLOCH, “Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms”, *Nature* **415**, 39 (2002).
- [20] S. DETTMER, D. HELLWEG, P. RYYTTY, J. J. ARLT, W. ERTMER, and K. SENGSTOCK, D. S. PETROV and G.V. SHLYAPNIKOV, H. KREUTZMANN, L. SANTOS, and M. LEWENSTEIN, “Observation of Phase Fluctuations in Elongated Bose-Einstein Condensates”, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 160406 (2001).
- [21] S. RICHARD, F. GERBIER, J. H. THYWISSEN, M. HUGBART, P. BOUYER, and A. ASPECT, “Momentum spectroscopy of 1D phase fluctuations in Bose-Einstein condensates”, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 010405 (2003).
- [22] M.-O. MEWES, M. R. ANDREWS, D. M. KURN, D. S. DURFEE, C. G. TOWNSEND, and W. KETTERLE “Output coupler for Bose-Einstein condensed atoms”, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 582 (1997).
- [23] F. S. CATALIOTTI, S. BURGER, C. FORT, P. MADDALONI, F. MINARDI, A. TROMBETTONI, A. SMERZI, and M. INGUSCIO, “Josephson Junction Arrays with Bose-Einstein Condensates”, *Science* **293**, 843-846 (2001).
- [24] S. SCHNEIDER, A. KASPER, C. VOM HAGEN, M. BARTENSTEIN, B. ENGESER, T. SCHUMM, I. BAR-JOSEPH, R. FOLMAN, L. FEENSTRA, and J. SCHMIEDMAYER, “Bose-Einstein condensation in a simple microtrap”, *Phys. Rev. A* **67**, 023612 (2003), voir aussi le numéro spécial de *Eur. Phys. Jour. D*, **32** n° 2 (2005).
- [25] D. CLÉMENT, A. F. VARÓN, M. HUGBART, J. A. RETTER, P. BOUYER, L. SANCHEZ-PALENCIA, D. M. GANGARDT, G. V. SHLYAPNIKOV, and A. ASPECT, “Suppression of Transport of an Interacting Elongated Bose-Einstein Condensate in a Random Potential”, to be published (2005).

Piégeage et refroidissement d’atomes

- [26] H. J. METCALF and P. VAN DER STRATEN, *Laser Cooling and Trapping* (Springer, New York, 1999), explication des processus et données chiffrées pour de nombreux atomes. Nombreuses références.
- [27] 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.* **77**, 416 (1996)

- [28] M. KASEVICH and S. CHU, “Laser Cooling Below a Photon Recoil with 3-Level Atoms”, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 1741-1744 (1992), refroidissement Raman.
- [29] A. ASPECT, E. ARIMONDO, R. KAISER, N. VANSTEENKISTE and C. COHEN-TANNOUDJI, “Laser Cooling below the One-Photon Recoil Energy by Velocity-Selective Coherent Population Trapping”, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 826 (1988).
- [30] P. LETT, W. PHILLIPS, S. ROLSTON, C. TANNER, R. WATTS, and C. WESTBROOK, “Optical molasses”, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2084 (1989)
- [31] T. BERGEMAN, G. EREZ and H. METCALF, “Magnetostatic trapping field for neutral atoms”, *Phys. Rev. A* **35**, 1535 (1987).

Articles théoriques sur la condensation et les gaz ultra-froids

- [32] Y. KAGAN, E. L. SURKOV, and G. V. SHLYAPNIKOV, “Evolution of a Bose-condensed gas under variations of the confining potential”, *Phys. Rev. A* **54**, R1753 (1996), calcule l'évolution temporelle par un changement d'échelle : article très complet avec étude des différents cas, pour un piège isotrope. Problème de la perte de cohérence.
- [33] Y. CASTIN and R. DUM, “Bose-Einstein condensates in time-dependent traps”, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 5315 (1996), calcule l'évolution temporelle par un changement d'échelle : cas du piège anisotrope dans l'approximation de Thomas-Fermi.
- [34] S. GIORGINI, L. P. PITAEVSKII and S. STRINGARI, “Condensate fraction and critical temperature of a trapped interacting Bose gas”, *Phys. Rev. A* **54**, R4633-R4636 (1996), voir aussi les articles cités dans les références 13 et 14 (de cet article).
- [35] C. Cohen-Tannoudji, Cours au Collège de France, 1998, disponible sur <http://www.lkb.ens.fr/cours/college-de-france>
- [36] C. Cohen-Tannoudji, Cours au Collège de France, 1999, disponible sur <http://www.lkb.ens.fr/cours/college-de-france>.
- [37] F. DALFOVO, S. GIORGINI, L. P. PITAEVSKII, and S. STRINGARI, “Theory of Bose-Einstein condensation in trapped gases”, *Rev. Mod. Phys.* **71**, 463 (1999)
- [38] *Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi" Course CXL (Bose-Einstein Condensation in Atomic Gases)*, EDITED BY M. INGUSCIO, S. STRINGARI, and C. E. WIEMAN (IOS Press, Amsterdam, 1999)
- [39] Y. CASTIN, Cours des Houches : “Bose-Einstein condensates in atomic gases : simple theoretical results”, (2000)
- [40] R. HOPPELER, J. VIANA GOMES et D. BOIRON, “Atomic density of an harmonically trapped ideal gas near Bose-Einstein transition temperature”, en préparation.

Articles sur l'auto-corrélation

- [41] R. HANBURY BROWN et R. Q. TWISS, “Correlation between photons in two coherent beams of light”, *Nature(London)* **177**, 27 (1956), la première observation d'un groupement de bosons. Voir aussi les deux articles suivants.
- [42] R. HANBURY BROWN et R. Q. TWISS, *Proc. R. Soc. London A* **242**, 300 (1957)
- [43] R. HANBURY BROWN et R. Q. TWISS, *Proc. R. Soc. London A* **243**, 291 (1957)

- [44] R. J. GLAUBER, “Photon correlations”, *Phys. Rev. Lett.* **10**, 84 (1963), le premier article de Glauber sur le sujet, un des tout premiers sur les corrélations. Il interprète les expériences sur la base d’une argumentation théorique enracinée dans la mécanique quantique.
- [45] R. J. GLAUBER, “The quantum theory of optical coherence”, *Phys. Rev.* **130**, 2529 (1963), le deuxième article de Glauber sur le sujet. Définition théorique de la cohérence dans le formalisme de la mécanique quantique.
- [46] F. T. ARECCHI, “Measurement of the statistical distribution of gaussian and LASER sources”, *Phys. Rev. Lett.* **15**, 912-916 (1965).
- [47] M. YASUDA et F. SHIMIZU, “Observation of Two-Atom Correlation of an Ultracold Neon Atomic Beam”, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 3090 (1996), la première observation du groupement de bosons sur des atomes.
- [48] E. A. BURT, R. W. GHRIST, C. J. MYATT, M. J. HOLLAND, E. A. CORNELL et C. E. WIEMAN, “Coherence, Correlations, and collisions : What one learns about Bose-Einstein condensates from their decay”, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 337 (1997), une mesure, via les collisions, de l’auto-corrélation en intensité à l’ordre trois, ou du moins d’une extrapolation de sa valeur au centre[50].
- [49] M. NARASCHEWSKI et R. J. GLAUBER, “Spatial coherence and density correlations of trapped Bose gases”, *Phys. Rev. A* **59**, 4595 (1999), article très complet sur le calcul de la cohérence du deuxième ordre dans un piège harmonique, avec même un peu d’interactions. Assez technique.
- [50] M. HOLZMANN and Y. CASTIN, “Pair correlation function of an inhomogeneous interacting Bose-Einstein condensate”, *Eur. Phys. Jour. D* **7**, 425 (1999), comparaison entre simulation par Monte-Carlo quantique et calcul, avec interactions, dans les cas faiblement condensé ou condensat quasi-pur.
- [51] E. ALTMAN, E. DEMLER, and M. D. LUKIN, “Probing many-body states of ultracold atoms via noise correlations”, *Phys. Rev. A* **70**, 013603 (2004), article théorique.
- [52] S. FÖLLING, F. GERBIER, A. WIDERA, O. MANDEL, T. GERICKE et I. BLOCH, “Spatial quantum noise interferometry in expanding ultracold atom clouds”, *Nature* **434**, 481 (2005), observation du groupement de bosons dans une phase d’isolant de Mott, par analyse du bruit dans les images en absorption.
- [53] M. GREINER, C. A. REGAL, J. T. STEWART, and D. S. JIN, “Probing Pair-Correlated Fermionic Atoms through Correlations in Atom Shot Noise”, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 110401 (2005)
- [54] A. ÖTTL, S. RITTER, M. KÖHL and T. ESSLINGER, “Correlations and Counting Statistics of an Atom Laser”, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 090404 (2005)
- [55] M. SCHELLEKENS, R. HOPPELER, A. PERRIN, D. BOIRON, A. ASPECT et C. I. WESTBROOK, “Three-dimensional measurement of the Hanbury Brown Twiss effect on degenerate and non-degenerate bosonic ensemble”, (2005), accepté pour publication dans Science.
- [56] J.-B. TREBBIA, T. SCHUMM, J. ESTÈVE, I. BOUCHOLE, C. I. WESTBROOK et A. ASPECT, en préparation.
- [57] J. V. GOMES *et al.*, en préparation.

Articles sur l'hélium métastable

- [58] J. KIM, S. MOAL, M. PORTIER, J. DUGUÉ, M. LEDUC and C. COHEN-TANNOUDJI, "Frequency shifts of photoassociative spectra of ultracold metastable Helium atoms : a new measurement of the s-wave scattering length", *Europhys. Lett.* preprint at arXiv :physics/0507180 (2005).
- [59] PAUL J. J. TOL, *Trapping and Evaporative Cooling of Metastable Helium*, Thèse de doctorat, Université d'Amsterdam, 2005
- [60] S. SEIDELIN, J. V. GOMES, R. HOPPELER, O. SIRJEAN, D. BOIRON, A. ASPECT, and C. I. WESTBROOK, "Getting the elastic scattering length by observing inelastic collisions in ultracold metastable helium atoms", *Phys. Rev. Lett.* **93**, n° 090409 (2004).
- [61] S. SEIDELIN, O. SIRJEAN, J. V. GOMES, D. BOIRON, C. I. WESTBROOK, and A. ASPECT, "Using ion production to monitor the birth and death of a metastable helium Bose-Einstein condensate", *J. Opt. B* **5**, 112 (2003).
- [62] J. C. J. KOELEMELJ, R. J. W. STAS, W. HOGERVORST, and W. VASSEN, "Magneto-optical trap for metastable helium at 389 nm", *Phys. Rev. A* **67**, 053406 (2003)
- [63] O. SIRJEAN, S. SEIDELIN, J. V. GOMES, D. BOIRON, C. I. WESTBROOK, A. ASPECT, and G. V. SHLYAPIKOV, "Ionization rates in a Bose-Einstein condensate of Metastable Helium", *Phys. Rev. Lett.* **89**, 220406 (2002).
- [64] A. ASPECT, O. SIRJEAN, S. SEIDELIN, J. V. GOMES, D. BOIRON, and C. I. WESTBROOK, "Ionization in a Bose-Einstein condensate of metastable Helium : a quantitative monitoring tool", *Proceedings of XVIII International Conference on Atomic Physics : ICAP 2002*, (2002)
- [65] F. PEREIRA DOS SANTOS, F. PERALES, J. LÉONARD, A. SINATRA, J. WANG, F. S. PAVONE, E. RASEL, C. S. UNNIKRIISHNAN, and M. LEDUC, "Production of a Bose-Einstein Condensate of Metastable Helium atoms", *Eur. Phys. J. D* **14**, 15 (2002)
- [66] A. ROBERT, O. SIRJEAN, A. BROWAEYS, J. POUPARD, S. NOWAK, D. BOIRON, C. I. WESTBROOK, and A. ASPECT, "A Bose-Einstein Condensate of Metastable Atoms", *Science* **292**, 461 (2001), voir aussi www.sciencexpress.org/ 22 March 2001/page 1/10.1126/science.1060622 et [67].
- [67] C. I. WESTBROOK, A. ROBERT, O. SIRJEAN, A. BROWAEYS, D. BOIRON, and A. ASPECT, "Bose-Einstein condensation of metastable helium : some experimental aspects", *Proceedings of the 15th international conference on laser spectroscopy, Snowbird Utah, June 11-15 2001*
- [68] F. PEREIRA DOS SANTOS, J. LÉONARD, J. WANG, C. J. BARRELET, F. PERALES, E. RASEL, C. S. UNNIKRIISHNAN, M. LEDUC, and C. COHEN-TANNOUDJI, "Bose-Einstein Condensation of Metastable Helium", *Phys. Rev. Lett.* **86**, 3459 (2001).
- [69] A. BROWAEYS, A. ROBERT, O. SIRJEAN, J. POUPARD, S. NOWAK, D. BOIRON, C. I. WESTBROOK, and A. ASPECT, "Thermalization of magnetically trapped metastable helium", *Phys. Rev. A* **64**, 034703 (2001)

- [70] G. LACH and K. PACHUCKI, “Forbidden transitions in the helium atom”, *Phys. Rev. A* **64**, 042510 (2001), calcul théorique et comparaison aux résultats antérieurs, dont [81](théorique) et [82](expérimental).
- [71] S. NOWAK, A. BROWAEYS, J. POUPARD, A. ROBERT, D. BOIRON, C. WESTBROOK, and A. ASPECT, “Magnetic trapping of metastable helium atoms”, **70**, 455 (2000)
- [72] A. BROWAEYS, J. POUPARD, A. ROBERT, S. NOWAK, W. ROOIJAKKERS, E. ARIMONDO, L. MARCASSA, D. BOIRON, C. I. WESTBROOK, and A. ASPECT, “Two body loss rate in a magneto-optical trap of metastable He”, *Eur. Phys. J. D.* **8**, 199 (2000)
- [73] H. C. W. BELJERINCK, E. J. D. VREDENBREGT, R. J. W. STAS, M. R. DOERY and J. G. C. TEMPELAARS, “Prospects for Bose-Einstein condensation of metastable neon atoms”, *Phys. Rev. A* **61**, 023607 (2000), contient aussi des résultats sur l’hélium métastable.
- [74] P. J. J. TOL, N. HERSCHBACH, E. A. HESSELS, W. HOGERVORST, and W. VASSEN, “Large numbers of cold metastable helium atoms in a magneto-optical trap”, *Phys. Rev. A* **60**, R761-R764 (1999)
- [75] W. ROOIJAKKERS, W. HOGERVORST, and W. VASSEN, “Laser deceleration and trapping of metastable helium atoms”, *Opt. Commun.* **135**, 149 (1997)
- [76] P. O. FEDICHEV, M. W. REYNOLDS, U. M. RAHMANOV, and G. V. SHLYAPNIKOV, “Inelastic decay processes in a gas of spin-polarized triplet helium”, *Phys. Rev. A* **53**, 1447 (1996).
- [77] F. BARDOU, *Refroidissement laser sub-recul par résonances noires*, Thèse de doctorat, Université de Paris XI, 1995
- [78] G. V. SHLYAPNIKOV, J. T. M. WALRAVEN, U. M. RAHMANOV and M. W. REYNOLDS, “Decay Kinetics and Bose Condensation in a Gas of Spin-Polarized Triplet Helium”, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 3247 (1994), premier calcul des taux de collision dans l’hélium métastable qui conclut à la possibilité de condenser ce gaz.
- [79] F. BARDOU, O. ÉMILE, J.-M. COURTY, C. I. WESTBROOK, and A. ASPECT, “Magneto-optical Trapping of Metastable Helium : Collisions in the Presence of Resonant Light.”, *Europhys. Lett.* **20**, 681 (1992)
- [80] N. VANSTEENKISTE, C. GERZ, R. KAISER, L. HOLLBERG, C. SALOMON, and A. ASPECT, “A frequency-stabilized LNA laser at $1.083 \mu\text{m}$: application to the manipulation of helium 4 atoms”, *J. Phys. II France* **1**, 1407 (1991)
- [81] J. R. WOODWORTH and H. W. MOOS, “Experimental determination of the single-photon transition rate between the 2^3S_1 and 1^1S_0 states of He_I ”, *Phys. Rev. A* **12**, (1975).
- [82] G. W. F. DRAKE, “Theory of Relativistic Magnetic Dipole Transitions : Life Time of the Metastable 2^3S State of the Heliumlike Ions”, *Phys. Rev. A* **3**, (1971).

Thèses sur le montage expérimental

- [83] S. SEIDELIN, *Collisions dans un gaz d’hélium métastable au voisinage de la dégénérescence quantique*, Thèse de doctorat, Université de Paris XI, 2004, disponible sur <http://tel.ccsd.cnrs.fr>.

- [84] O. SIRJEAN, *Collisions ionisantes : un nouveau diagnostic pour les condensats d'hélium métastable*, Thèse de doctorat, Université de Paris XI, 2003, disponible sur <http://tel.ccsd.cnrs.fr>.
- [85] A. ROBERT, *Réalisation d'un condensat de Bose-Einstein d'Hélium métastable*, Thèse de doctorat, Université de Paris XI, 2001.
- [86] A. BROWAEYS, *Piégeage magnétique d'un gaz d'Hélium métastable : vers la condensation de Bose-Einstein*, Thèse de doctorat, Université de Paris VI, 2000, disponible sur <http://tel.ccsd.cnrs.fr>.
- [87] J. POUPARD, *Mesure de deux caractéristiques de l'hélium métastable importantes pour le refroidissement radiatif*, Thèse de doctorat, Université Paris-Sud, 2000.
- [88] G. LABEYRIE, *Deux outils pour l'optique atomique : Jet intense d'hélium métastable et Miroir à onde évanescente exaltée*, Thèse de doctorat, Université de Paris XI, 1998.
- [89] DIRK VÖLKER, *Ein transversal gekühlter Strahl metastabiler Helium-Atome : Aufbau und Charakterisierung*, Diplomarbeit de physique, 1997.

Documentation technique et articles sur le détecteur

- [90] J. WIZA, "Microchannel plate detectors", *Nucl. Instr. and Meth.* **162**, 587 (1979), référence très complète sur le fonctionnement des galettes à micro-canaux, leurs défauts, etc.
- [91] "MCP assembly", (Hamamatsu, juin 2002), documentation fournisseur, notre référence est « F 4655 ». disponible sur http://www.hpk.co.jp/Eng/products/ETD/pdf/MCPassy_TMCP0001E04.pdf.
- [92] "MCP assembly", (Hamamatsu, 1994), documentation du fournisseur.
- [93] "MCP assembly", (Hamamatsu, 1979), documentation fournisseur.
- [94] caractéristiques techniques fournies par le fournisseur, numéro de série des galettes : 99M0025D-13 et 14 (Burle, 2004).
- [95] "Position and time sensitive multi-hit MCP delay-line detector system", (RoentDek, 2004), documentation technique pour le modèle DLD80.
- [96] O. JAGUTZKI, V.MERGEL, K. ULLMANN-PFLEGER, L. SPIELBERGER, U. SPILLMANN, R. DÖRNER et H. SCHMIDT-BÖCKING, "A Broad-Application Microchannel-Plate Detector System for Advanced Particle or Photon Detection Tasks : Large Area Imaging, Precise Multi-Hit Timing Information and High Detection Rate", *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A* **477**, 244-249(2002)
- [97] M. S. DIXIT, J. DUBEAU, J.-P. MARTIN, and K. SACHS, "Position Sensing from Charge Dispersion in Micro-Pattern Gas Detectors with a Resistive Anode", (2003), donne une idée de la résolution spatiale possible avec une anode résistive.
- [98] P. DOWNIE, D. LITCHFIELD, R. PARSONS, D. J. REYNOLDS, et I. POWIS, "High-resolution position-sensing resistive anode microchannel plate detector systems suitable for megahertz count-rates", *Meas. Sci. Technol.* **4**, 1293-1296 (1993), donne une idée de la résolution temporelle possible avec une anode résistive.
- [99] B. DECONIHOUT, P. GERARD, M. BOUET et A BOSTEL, "Improvement of the detection efficiency of channel plate electron multiplier for atom probe application", *Appl. Surf. Sci.* **94/95**, 422 (1996)

- [100] R. GAO, P. GIBNER, J. NEWMAN, K. SMITH et R. STEBBINGS, "Absolute and angular efficiencies of a microchannel plate position-sensitive detector", *Rev. Sci. Instrum.* **55**, 1756 (1984)
- [101] F. B. DUNNING, R. D. RUNDEL et R. F. STEBBINGS, "Determination of Secondary Electron Ejection Coefficients for Rare Gas Metastable Atoms", *Rev. Sci. Instrum.* **46**, p.697-701 (1975)
- [102] A. CHAROY, "Parasites et perturbations des électroniques" Vol. 2 et 3, (Dunod, Paris, 1992), référence très complète sur l'art pratique de la compatibilité électromagnétique.

Références introductives

- [103] M. FAUQUEMBERGUE, *Réalisation d'un dispositif de condensation de Bose-Einstein et de transport d'un échantillon cohérent d'atomes*, Thèse de doctorat, Université Paris XI, 2004, présentation très pédagogique de la condensation de Bose-Einstein.
- [104] F. GERBIER, *Condensat de Bose-Einstein dans un piège anisotrope*, Thèse de doctorat, Université Paris VI, 2003, présentation très complète de la condensation de Bose-Einstein. disponible sur <http://tel.ccsd.cnrs.fr>.
- [105] U. FANO, "Quantum Theory of Interference Effects in the Mixing of Light from Phase-Independent Sources", *Am. Jour. Phys.* **29**, 539 (1961), un calcul quantique de l'auto-corrélation dans le cas d'une source de photons, très bien introduit.
- [106] R. P. FEYNMAN and A. R. HIBBS, *Quantum Mechanics and Path Integrals* (McGraw-Hill, New York, 1965), explication claire des bases de la théorie.
- [107] R. P. FEYNMAN, *QED : The Strange Story of Light and Matter*, (Princeton Science, 1985), une très bonne approche « avec les mains ».
- [108] B. DIU, C. GUTHMANN, D. LEDERER, B. ROULET, "Éléments de physique statistique", Hermann, ISBN 2.7056.6065.8 (1993), référence générale. Pour l'étude des condensats, on se référera plutôt à la référence [37].

Table des figures

| | | |
|------|--|-----|
| 1.1 | niveaux de l'hélium | 23 |
| 1.2 | Le montage expérimental en novembre 2003 | 29 |
| 1.3 | mélasse transverse | 31 |
| 1.4 | filtrage par la mélasse transverse | 32 |
| 1.5 | Le principe du piège magnéto-optique | 34 |
| 1.6 | Le principe du piège magnétique | 36 |
| 1.7 | pompage optique | 37 |
| 1.8 | configuration en feuille de trèfle | 38 |
| 1.9 | schéma électrique général | 39 |
| 1.10 | schéma électrique avec l'asservissement | 41 |
| 1.11 | Principe du couteau RF | 45 |
| 1.12 | Principe de l'évaporation RF | 46 |
| 1.13 | | 48 |
| 1.14 | Vue d'ensemble de l'ancien détecteur | 49 |
| 1.15 | montage en chevron | 50 |
| 1.16 | fonctionnement d'un micro-canal | 50 |
| 1.17 | ancien montage électrique | 51 |
| 1.18 | anciennes chaînes de détection | 52 |
| 1.19 | Temps mort du détecteur | 53 |
| 2.1 | définition des nuages thermique et condensé | 60 |
| 2.2 | premier type d'interférences | 61 |
| 2.3 | principe du groupement de bosons | 61 |
| 2.4 | Allure de la fonction de corrélation idéale | 63 |
| 2.5 | longueur de corrélation | 64 |
| 2.6 | groupement de bosons : résumé | 65 |
| 2.7 | expérience de Hanbury-Brown & Twiss | 69 |
| 2.8 | Montage optique de l'expérience de Hanbury Brown & Twiss | 70 |
| 2.9 | montage expérimental de Yasuda & Shimizu | 71 |
| 2.10 | résultats de l'expérience de Yasuda & Shimizu | 72 |
| 2.11 | contrôle de l'expérience de Yasuda & Shimizu | 73 |
| 2.12 | principe de l'expérience de Mayence | 74 |
| 2.13 | résultats de l'expérience de Mayence | 75 |
| 2.14 | rôle des interactions sur l'auto-corrélation | 88 |
| 2.15 | allure de $G^{(2)}$ pour un nuage thermique | 94 |
| 2.16 | facteur d'atténuation du signal | 99 |
| 2.17 | rapport signal à bruit (cas du nuage thermique) | 100 |
| 2.18 | allure de $G^{(2)}$ (expérimentale) pour un condensat pur | 102 |
| 2.19 | comparaison des fonctions $G^{(2)}$ selon l'expérience (condensat pur) | 102 |
| 2.20 | bruit sur le signal (cas du nuage condensé) | 104 |

| | | |
|------|---|-----|
| 3.1 | comparaison des deux détecteurs | 109 |
| 3.2 | Principe simplifié d'une ligne à retard | 110 |
| 3.3 | bobinage d'une ligne à retard | 111 |
| 3.4 | limite de résolution due au bobinage | 112 |
| 3.5 | chaîne d'acquisition | 123 |
| 3.6 | discriminateur à fraction constante | 123 |
| 3.7 | tensions sur les lignes à retard | 125 |
| 3.8 | comparaison des deux chaînes de détection | 126 |
| 3.9 | seuil du discriminateur | 127 |
| 3.10 | courbe de seuil expérimentale | 128 |
| 3.11 | courbe de seuil constructeur | 129 |
| 3.12 | gain de la détection | 132 |
| 3.13 | bruit de la détection | 135 |
| 3.14 | bruit de la détection (2) | 135 |
| | | |
| 4.1 | encombrement du nouveau détecteur | 138 |
| 4.2 | comparaison des bâtis | 138 |
| 4.3 | ancien système à vide | 139 |
| 4.4 | nouveau système à vide | 139 |
| 4.5 | accès optique pour les faisceaux annexes | 144 |
| 4.6 | sublimation de titane | 144 |
| 4.7 | principe du détecteur Faraday | 147 |
| 4.8 | plan du détecteur Faraday | 148 |
| 4.9 | photos du détecteur Faraday | 150 |
| 4.10 | exemple de mesure avec le détecteur Faraday | 152 |
| 4.11 | implantation du détecteur d'ions | 155 |
| 4.12 | principe du détecteur d'ions | 156 |
| 4.13 | plan du détecteur d'ions | 157 |

RÉSUMÉ

Cette thèse étudie la faisabilité d'une mesure qui vise à vérifier quantitativement un effet quantique. La mesure est proposée pour un gaz d'hélium métastable refroidi dans la gamme du microkelvin.

Il est connu que les atomes obéissent à une statistique quantique qui, si les atomes sont des bosons, est similaire à celle des photons. L'effet de groupement de bosons en est une conséquence : sur un détecteur, les bosons arrivent préférentiellement groupés. On le met en évidence en mesurant la probabilité de détection d'un boson dans une fenêtre de temps, retardée par rapport à l'arrivée d'un premier boson. Ceci nous donne la fonction de corrélation du flux de particules. Ce signal a été observé avec des photons. Il doit pouvoir l'être avec des atomes : c'est précisément ce que ce travail démontre.

On étudie donc la réalisation expérimentale d'une mesure de groupement de bosons, effectuée sur des atomes d'hélium métastable refroidis au voisinage de la température de transition (vers le condensat de Bose-Einstein). Pour ce faire, nous partons d'un dispositif expérimental qui a montré la condensation de l'hélium métastable. On prévoit quantitativement comment l'effet se manifeste sur un tel montage. On justifie notamment que le signal est observable après temps de vol des atomes, et on prédit sa forme dans le cas d'atomes condensés ou non : la fonction de corrélation s'aplatit quand les atomes se condensent. On présente ensuite le détecteur utilisé : c'est un système de comptage d'atomes sensible en position et très bien résolu en temps, à base de lignes à retard. On décrit enfin le travail expérimental sur le montage, travail qui a permis d'aboutir à la mesure de l'effet de groupement.

ABSTRACT

This thesis addresses the quantitative verification of a quantum effect. The measure is proposed for a gas of metastable atoms in the temperature range of one microkelvin.

One knows that atoms of bosonic nature obey a quantum statistic which is similar to photons' one. Hence, when arriving on a detector, bosons tend to group, which is the bosonic bunching effect. To show it, one can measure the probability to detect a boson during a time set which is delayed compared to the arrival of a first boson. This gives the correlation function of the particle flux. This signal has been observed with photons. It should be possible to observe it as well with atoms : this is precisely what this work demonstrates.

We thus focus on the experimental realization of a measure of boson bunching. The measure is carried on metastable helium atoms near the transition temperature (towards Bose-Einstein condensation). To do so, we start from an experimental set-up which proved to condense metastable helium. We investigate theoretically how much the effect shows up in this experimental configuration. In particular we argue that the signal can be observed after time of flight of the atoms, and we predict its shape in the case of condensed and uncondensed atoms : the correlation function flattens when atoms condense. We then present the detector : this delay line-based system counts atoms, it is position sensitive and it has a very good temporal resolution. We finally describe the experimental work on the set-up ; in the end this led to the measure of the bunching effect.