



HAL
open science

Capture de forces à atomes piégés dans un réseau optique : caractérisation des performances

Adèle Hilico

► **To cite this version:**

Adèle Hilico. Capture de forces à atomes piégés dans un réseau optique : caractérisation des performances. Physique [physics]. Ecole normale supérieure - ENS PARIS, 2014. Français. NNT : 2014ENSU0007 . tel-01302845

HAL Id: tel-01302845

<https://theses.hal.science/tel-01302845>

Submitted on 15 Apr 2016

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.



Thèse de doctorat

En vue de l'obtention du grade de
Docteur de l'École Normale Supérieure

École doctorale 564 : École doctorale Physique en Ile de France
Spécialité : Physique Quantique

Présentée et soutenue le 8 septembre 2014 par

Adèle HILICO

**Capteur de forces à atomes piégés dans un réseau optique
Caractérisation des performances**

Jury :

M. Jacques Robert	<i>Président du jury</i>
M. Ernst Rasel	<i>Examineur</i>
M. Jean Dalibard	<i>Examineur</i>
M. Daniel Bloch	<i>Rapporteur</i>
M. Thomas Bourdel	<i>Rapporteur</i>
M. Franck PEREIRA DOS SANTOS	<i>Directeur de thèse</i>

Lachenal arrivé en haut de l'Annapurna :

- Alors, on redescend ?

Tiré de Annapurna premier 8000 de Maurice Herzog

Remerciements

J'ai effectué ma thèse au laboratoire SYRTE de l'Observatoire de Paris. Je tiens à remercier ses directeurs, Noël Dimarcq et Arnaud Landragin pour m'avoir accueilli dans ce laboratoire. Je remercie l'IFRAF d'avoir financé ma thèse, et la bourse L'Oréal d'avoir amélioré mon train de vie.

Je remercie Jacques Robert d'avoir accepté d'être président de mon jury de thèse. Je remercie Daniel Bloch et Thomas Bourdel, d'avoir accepté d'être rapporteurs, et Ernst Rasel et Jean Dalibard d'avoir accepté d'être examinateurs. Je tiens à remercier tout particulièrement mon directeur de thèse, Franck Pereira dos Santos, qui m'a permis de travailler sur le beau projet FORCA-G. Quelques soient les questions ou les conseils dont j'avais besoin, il a su y apporter des réponses qui m'ont permis d'avancer. Il a toujours réussi à contrebalancer mon côté pessimiste. La liberté qu'il m'a laissée m'a permis de gagner en indépendance (bien que parfois contre mon gré).

Je voudrais remercier l'équipe Interférométrie Atomique et Capteurs Inertiels, que j'ai cotoyé pendant trois ans. Les problématiques communes et les réunions d'équipes hebdomadaires m'ont permis de progresser, et d'élargir mon champ de vision.

Je voudrais aussi remercier les thésards et les postdoc avec qui j'ai travaillé sur FORCA-G, notamment : Bruno Pelle, qui m'a tout appris de l'expérience, et dont l'humour a un peu déteint au fil des années. Quentin Beaufile, qui m'a appris à injecter une fibre optique, et a toujours su posément répondre à nos questions, et nous expliquer nos erreurs de résonnement. Minkang Zhou, ultra efficace, et de très bon conseil quand à la réalisation technique de telle, telle ou telle autre mesure, et incollable sur l'histoire de France. Son enthousiasme et sa motivation sont des exemples que je n'oublierai pas. Cyrille Solaro, mon successeur, à qui je souhaite bon courage avec tous ces lasers, et j'espère pouvoir lire sa thèse dans quelques années, et découvrir l'évolution de notre projet.

Je voudrais remercier l'équipe théorique de FORCA-G, et notamment Sophie Péliçon, Peter Wolf et Astrid Lambrecht du LKB qui ont su répondre aux nombreuses questions que j'ai pu avoir. Leurs idées et explications m'ont permis de mieux appréhender les aspects théoriques du projet.

Je voudrais remercier les autres thésards du SYRTE, Jean, Jean-Marie, Tristan, Rinat, Ramon, Indranil, Satya, Marc-Antoine, Pierre, Olivier, Vincent, Sinda.. ainsi que les postdocs (Katarina, Daniele), et autres stagiaires (Camille, Xavier) avec qui j'ai apprécié de discuter de physique autour d'une bière ou deux.

Durant ma thèse, j'ai eu le plaisir d'enseigner à l'école Centrale Paris. Je voudrais remercier Gloria Foulet pour son encadrement. Et Fabien, Alexis, Delphine, Geoffrey et les autres thésards avec qui j'enseignais pour toutes ces journées passées à discuter.

Je voudrais aussi remercier Sébastien Bize, Yann Lecoq, et Luigi de Sarlo et les autres chercheurs du labo qui m'ont accepté à la machine à café, moi et mon canard à thé. Leur citation commune « la vérité est dans la densité spectrale, mais la FFT est un estimateur biaisé » restera toujours dans mon esprit. Rire de ce type d'humour est un plaisir de l'existence qu'il m'est difficile de partager ailleurs, et je les en remercie. Ils ont aussi toujours su me motiver, et me faire apprécier pleinement la métrologie.

Je tiens aussi à remercier Christine Guerlin et Rodolphe Letargat qui m'ont accueilli dans leur bureau le temps de ma rédaction. Ils m'ont été d'une aide précieuse, en répondant à mes questions scientifiques, techniques (plus besoin de l'help de Mathematica quand Rodolphe est là), et en supportant mes bavardages contres quelques chocolats ou part de gateaux.

Je voudrais remercier l'équipe de la mécanique et de l'électronique, qui a toujours accepté de répondre à mes demandes, un peu dans l'urgence, me fournissant cales pour miroir de 0,7 mm d'épaisseur et pas 0,8 et autres circuits transimpédance pour photodiode. Sans oublier l'équipe de l'informatique, qui m'a permis de travailler avec des ordinateurs fonctionnant aux top de leurs performances, sans que je doive intervenir (heureusement pour les ordinateurs). Et enfin l'équipe de gestion (Marine, Anne, Francia, Christel), qui m'ont permis de travailler avec le matériel dont j'avais besoin, livré en temps et en heure grâce à elles.

Je ne voudrais pas oublier mes ami(e)s :

- Les choristes qui se sont transformés en amis au fil des répets (Coralie, Stef, Ann, Cyril, Morgane, JF...).
- Les filles de M-A (hé oui, tout le monde n'a pas le privilège de grandir à Maisons-Alfort) : Emmanuelle, Audrey, Aurélie, Claire. Même si on a toute suivi des voies différentes, j'accepte de repasser le périph pour vous voir avec plaisir.
- Les gurls, et nos doodles et mails interminables pour essayer de se caser une soirée resto : Jess, Emilie, Pochette, Rox, Laura. On peut toutes prévoir qui arrivera à l'heure, qui sera en retard. Je voudrais tout particulièrement remercier Orane, qui m'a écoutée et m'a motivée pendant ma rédaction, ou à chaque fois que j'avais un coup de mou. Toujours partante pour une expo ou un resto : -tu as quoi de prévu ce soir ? -resto avec Vincent -je peux venir ??-oui, on va ici à telle heure. Je remercie Vincent au passage, pour m'avoir

appris à me servir un minimum de mon ordi, et m'avoir abreuvé de séries et autres films HD.

-Adrien, Laurène, Kevin, Seb, Pierre, Philippe, K et les autres supops, qui comprennent vaguement quand je leur parle de mon boulot, ou tout du moins font semblant pour me faire plaisir.

Enfin, je tiens à remercier mes parents, et ma famille. Même sans m'en rendre compte, l'atmosphère dans laquelle j'ai vécu m'a permis de comprendre l'intérêt de se poser des questions et d'essayer de trouver leur réponses. C'est un peu grâce à eux que j'ai décidé de me lancer dans une carrière scientifique, et c'est grâce à leurs encouragements que j'ai décidé de la continuer.

J'ai une pensée pour mes montagnes. J'ai besoin de pauses de temps en temps, et je ne rêve que de regagner ma chambre, avec vue sur le Mont-Blanc. De fouler ces sentiers de randonnée que je connais par coeur, mais que je prends toujours autant de plaisir à photographier (oh, un orchis vanille, il est magnifique). Je tiens donc à remercier Didier d'accepter de me sortir en haute montagne, afin que je puisse profiter des neiges éternelles en toute sécurité.

J'ai aussi une pensée pour l'équipe française de ski alpin, et les skieurs des autres nationalités (Bode). La plupart des gens suivent le foot, moi c'est le ski. C'est plus difficile pour tenir une conversation à la cantine, mais j'ai tout de même beaucoup essayé. Je remercie aussi Springsteen d'être un aussi bon musicien. Il y a toujours une chanson qui correspond mon état d'esprit. Je mentionnerai aussi Jo Nesbo, une fois qu'on a lu un de ses polars, on trouve tout les autres fades et chiant... d'ailleurs, dans ses livres, il mentionne toujours Bruce, et parfois Bode, le monde est bien fait.

Table des matières

Introduction	1
1 FORCA-G Principe de l'expérience et rappel des premiers résultats	5
1.1 Forces à faible distance	6
1.1.1 Intérêt de la mesure	6
1.1.1.1 Étude de la gravitation à courte portée	6
1.1.1.2 Applications à la nanofabrication	7
1.1.2 La Force de Casimir-Polder	7
1.1.3 État de l'art	9
1.1.3.1 Mesures de la force de Casimir	9
1.1.3.2 Mesures de la force de Casimir-Polder	10
1.2 L'interférométrie atomique	14
1.2.1 Principe de l'interférométrie atomique	14
1.2.2 Interféromètre micro-onde	15
1.2.3 Interféromètres à impulsions Raman	16
1.2.4 Différents types de gravimètres	19
1.3 FORCA-G principe de mesure	22
1.3.1 Potentiel de piégeage dipolaire	23
1.3.2 Réseau optique horizontal - états de Bloch -	24
1.3.3 Réseau optique vertical - états de Wannier-Stark -	25
1.3.4 Couplages entre les puits	27
1.4 Premiers résultats	30

1.4.1	Dispositif expérimental	30
1.4.1.1	Génération d'atomes froids	31
1.4.1.2	Sources lasers utilisées	32
1.4.1.3	Compensation de différents déplacements lumineux	36
1.4.2	Séquence expérimentale	37
1.4.2.1	Séquence de mesure	37
1.4.2.2	Types d'interrogations	38
1.4.3	Rappel des résultats obtenus	42
1.4.3.1	Oscillations de Rabi	42
1.4.3.2	Études de sensibilités	43
1.4.3.3	Limitations	47
1.5	Conclusion	48
2	Nouvelle version de l'expérience	51
2.1	Changements apportés au dispositif expérimental	52
2.1.1	Nouvelle table optique	52
2.1.2	Nouvelle enceinte à vide	52
2.2	Sources optiques	57
2.2.1	Lasers de refroidissement	57
2.2.2	Réseau optique	57
2.2.3	Lasers d'interrogation	59
2.2.4	Faisceau compensateur de déplacement lumineux	64
2.2.5	Confinement transverse	64
2.2.6	Alignements	65
2.3	Caractérisations	67
2.3.1	Nombre d'atomes	67
2.3.2	Temps de vie des atomes	67
2.3.3	Bruit de détection	68
2.3.4	Caractérisation du champ magnétique résiduel à l'aide d'impulsions micro-ondes	71

2.3.5	Caractérisation des effets perturbant la fréquence hyperfine	72
2.4	Conclusion	75
3	Résultats	77
3.1	Étude de la sensibilité	78
3.1.1	Oscillations de Rabi	78
3.1.2	Spectroscopie Raman	84
3.1.2.1	Profondeur	84
3.1.2.2	Sensibilité	86
3.1.3	Interféromètre Ramsey Raman	89
3.1.4	Interféromètre accordéon	93
3.1.5	Étude des limitations	95
3.2	Étude de l'exactitude	100
3.2.1	Mesure de la fréquence de Bloch en fonction de la puissance du laser de confinement transverse	100
3.2.2	Mesure de la fréquence de Bloch en fonction de la profondeur du réseau	104
3.2.3	Verticalité du réseau	106
3.3	Nouveaux types d'interféromètres	106
3.3.1	Interféromètre Ramsey Raman symétrique	107
3.3.2	Interféromètre $\pi/2 - 3\pi/2$	109
3.3.3	Interféromètre $\pi/2 - \pi - \pi - 3\pi/2$	112
3.3.4	Interféromètre multi- π	115
3.4	Conclusion	117
4	Étude de la perte de contraste	119
4.1	Étude expérimentale	119
4.1.1	Interféromètre micro-onde	120
4.1.2	Interféromètre Ramsey-Raman	121
4.1.3	Interféromètre accordéon	123

4.2	Mécanismes de perte de cohérence	127
4.2.1	Effet Landau Zener	128
4.2.2	Émission spontanée	128
4.2.3	Chauffage paramétrique	129
4.3	Inhomogénéités de déphasage	130
4.3.1	Gradients de force parasites	131
4.3.2	Niveaux transverses	132
4.3.2.1	Approximation harmonique	133
4.3.2.2	Potentiel gaussien	137
4.3.2.3	Déplacement lumineux différentiel	142
4.3.2.4	Effet de la puissance du laser infrarouge	145
4.4	Conclusion	147
5	Vers une mesure de force à faible distance	151
5.1	Chemin à parcourir	151
5.1.1	Augmentation de la densité atomique	152
5.1.2	Transport atomique	152
5.1.3	Sélection des atomes dans un puits unique	153
5.1.4	Choix du miroir	153
5.2	Piège dipolaire	154
5.2.1	Principe du piège dipolaire	155
5.2.2	Montage optique	157
5.2.2.1	Piège dipolaire	158
5.2.2.2	Repompeur noir	160
5.2.2.3	Dispositif d'imagerie	162
5.3	Rampes de refroidissement	164
5.3.1	Nuage plus dense	164
5.3.2	Nuage plus froid	164
5.4	Conclusion	167

Conclusions	169
5.5 Améliorations	169
5.6 Études	170
5.6.1 Sensibilité court terme	170
5.6.2 Exactitude	170
5.6.3 Nouveaux interféromètres	171
5.6.4 Décroissance du contraste	172
5.6.4.1 Observations	172
5.6.4.2 Origines possibles	172
5.7 Refroidissement évaporatif	173
5.8 Perspectives	174
5.8.1 Amélioration de la sensibilité	174
5.8.2 Vers une mesure de force à faible distance	175
A Écart type d'Allan	177
B Grandeurs Physiques de l'atome de ^{87}Rb	179
B.1 Grandeurs physiques utiles	179
B.2 Transitions utilisées	181
B.3 Coefficients de Clebsch-Gordon des raies $D1$ et $D2$	182
B.4 Forces de raie de la structure hyperfine	183
B.5 Coefficients de Clebsch-Gordon des sous-niveaux Zeeman	184
C Calcul du déplacement lumineux différentiel des faisceaux Raman	187
C.1 Notations	187
C.2 Déplacement lumineux de chacun des niveaux hyperfins $ F = 1\rangle$ et $ F = 2\rangle$	188
C.3 Calcul	188
D Schéma des alignements laser	193
E Articles	195

Introduction

Le travail consigné dans ce manuscrit de thèse décrit la mise en place et la caractérisation de la deuxième version de l'expérience du projet FORCA-G, menée au sein du laboratoire SYstème de référence Temps Espace (LNE-SYRTE). Ce laboratoire a pour mission de fournir des références de position et de temps à différentes communautés d'utilisateurs. Il a notamment pour mission de fournir l'heure légale française. Il développe donc des horloges atomiques parmi les meilleures au monde, tant en terme de sensibilité que d'exactitude.

Les récents progrès dans la métrologie des fréquences sont intimement liés au développement des techniques de refroidissement et de manipulation des atomes par laser. Ces techniques ont permis l'émergence d'une nouvelle thématique de recherche sur les capteurs inertiels et le développement de capteurs de grande sensibilité et de grande précision : des gravimètres qui mesurent la valeur de l'accélération de pesanteur g et des gyromètres qui mesurent des rotations en utilisant le principe de l'interférométrie atomique.

Ces instruments ont atteint des performances à l'état de l'art, mais demeurent pour la plupart des expériences de laboratoire, relativement encombrantes et difficilement transportables. En effet les atomes étant en chute libre dans ce type d'instrument, la taille des capteurs augmente avec le temps d'interrogation. Des performances tout à fait remarquables peuvent cependant être obtenues avec des distances de chute de quelques cm seulement, ce qui permet aujourd'hui de développer des capteurs relativement peu encombrants pour des applications de terrain. Un autre axe d'étude est en cours de développement, celui des capteurs atomiques piégés. Il présente l'avantage de permettre de réaliser toutes les étapes de la mesure au même endroit et donc, potentiellement, de gagner en compacité. C'est dans cette perspective que se place ce travail de thèse, qui porte sur le projet FORCA-G (pour FORce de CASimir et Gravitation à faible distance).

Ce projet vise à développer un capteur de forces local, et à réaliser des mesures des forces à faible distance existant entre des atomes et une surface pour des distances entre 1 et 10 μm . Ce capteur est un interféromètre atomique, réalisé avec des atomes piégés dans un réseau optique. Si cet interféromètre est réalisé loin d'une surface, il permet de réaliser un gravimètre compact. Proche de la surface d'un objet matériel (pour des distances de 1 à

10 μm qui nous intéressent ici), la force prédominante est la force de Casimir-Polder. En réaliser une mesure précise que l'on pourra comparer à une valeur théorique, obtenue par un calcul qui tiendra compte de la géométrie de l'expérience, permettra en outre de venir contraindre de possibles déviations à la loi de Newton à faible distance.

Dans notre expérience, des atomes de ^{87}Rb sont piégés dans un réseau optique vertical et déplacés de puits en puits du réseau à l'aide de transitions Raman. Les niveaux d'énergie des atomes dépendent du puits où ils se trouvent. Dans le cas où les atomes se trouvent loin de toute surface, la différence d'énergie ΔE entre deux puits du réseau séparés de $\lambda_{\text{réseau}}/2$ est lié au gradient du potentiel de pesanteur : $\Delta E = h\nu_B = m_{\text{Rb}} \cdot g \cdot \lambda_{\text{réseau}}/2$. La fréquence des lasers utilisés pour déplacer les atomes d'un puits à l'autre doit être accordée à la fréquence de Bloch ν_B .

Le manuscrit sera structuré en cinq chapitres.

Le premier chapitre contient un rappel du contexte scientifique dans lequel s'inscrit le projet, notamment, les différentes expériences entreprises pour mesurer les forces à faible distance. S'en suit un rappel de la théorie de l'interférométrie atomique appliquée au cas où les atomes sont piégés et une description des différents types d'interféromètres utilisés. Enfin les résultats de la première version de l'expérience sont rappelés. La meilleure sensibilité court terme relative obtenue sur la mesure de la fréquence de Bloch est de 10^{-5} à 1 s.

Le deuxième chapitre explique les modifications apportées à l'expérience. Nous avons procédé au changement de l'enceinte à vide et du système de détection. Nous avons aussi apporté des modifications aux lasers utilisés, nous avons notamment augmenté le désaccord des faisceaux Raman afin de réduire leur déplacement lumineux différentiel.

Le troisième chapitre résume les résultats obtenus. Nous avons étudié les sensibilités des différents interféromètres. Nous obtenons à peu près la même sensibilité avec les différents schémas d'interrogation : $\sim 5 \times 10^{-6}$ à 1 s. Nous avons aussi étudié l'exactitude de notre mesure, et notamment les biais liés aux gradients d'intensité des lasers de piégeage.

Le quatrième chapitre s'attarde sur l'étude de la décroissance du contraste de nos interféromètres en fonction du temps de précession libre. Nous avons étudié plusieurs pistes possibles, notamment des pertes atomiques ou une inhomogénéité de déphasages provenant d'un gradient de force sur l'ensemble du nuage ou de la répartition des atomes suivant les niveaux d'énergie transverse. Aucune de ces approches ne peut expliquer nos observations de façon entièrement satisfaisante, mais la piste des inhomogénéités de fréquence transverse semble la plus prometteuse.

Le cinquième chapitre traite des étapes à mettre en place pour réaliser une mesure de force à faible distance. Nous décrirons plus spécifiquement la mise en place d'une étape

de refroidissement évaporatif visant à obtenir un échantillon d'atomes plus dense et plus froid. Nous réalisons un refroidissement tout optique grâce à un piège dipolaire horizontal réalisé avec un laser à $1,07 \mu\text{m}$.

FORCA-G Principe de l'expérience et rappel des premiers résultats

Mon travail de thèse a porté sur le projet FORCA-G dont le but est de mesurer les forces d'interaction entre des atomes et une surface macroscopique à courte distance (1-10 μm). Pour ce faire, cette expérience utilise les principes de l'interférométrie atomique, mais dans le cas où les atomes sont piégés dans un réseau optique [Pereira Dos Santos *et al.*, 2009]. Dans ce premier chapitre, je m'attacherai à expliquer l'intérêt de mesurer les forces à faible distance. Puis je présenterai le principe de l'interférométrie atomique, d'abord dans un cadre général, puis appliqué à notre expérience. Enfin je rappellerai les résultats déjà obtenus sur ce projet.

Sommaire

1.1	Forces à faible distance	6
1.1.1	Intérêt de la mesure	6
1.1.2	La Force de Casimir-Polder	7
1.1.3	État de l'art	9
1.2	L'interférométrie atomique	14
1.2.1	Principe de l'interférométrie atomique	14
1.2.2	Interféromètre micro-onde	15
1.2.3	Interféromètres à impulsions Raman	16
1.2.4	Différents types de gravimètres	19
1.3	FORCA-G principe de mesure	22
1.3.1	Potentiel de piégeage dipolaire	23
1.3.2	Réseau optique horizontal - états de Bloch -	24
1.3.3	Réseau optique vertical - états de Wannier-Stark -	25
1.3.4	Couplages entre les puits	27
1.4	Premiers résultats	30
1.4.1	Dispositif expérimental	30

1.4.2	Séquence expérimentale	37
1.4.3	Rappel des résultats obtenus	42
1.5	Conclusion	48

1.1 FORCES À FAIBLE DISTANCE

1.1.1 Intérêt de la mesure

1.1.1.1 Étude de la gravitation à courte portée

Le projet sur lequel j'ai réalisé ma thèse vise à mesurer les forces d'interaction entre des atomes et une surface pour des distances de l'ordre du micromètre avec pour objectif de tester les lois de la gravitation à très courte échelle. En effet, si la loi de la gravitation est très bien connue pour des distances allant du mètre aux distances interplanétaires, elle est en revanche mal testée à très courte et très grande distance. Certaines théories d'unification de la mécanique quantique et de la relativité générale prédisent même de légères déviations à ces échelles. On peut paramétrer ces déviations sous la forme d'un potentiel de Yukawa :

$$U_{Yuk}(r) = U_{Grav} \left(1 + \alpha e^{-\frac{r}{\lambda}} \right). \quad (1.1.1)$$

où U_{Grav} est le potentiel de gravitation, α représente l'amplitude relative de la déviation et λ sa portée. On appelle parfois cette nouvelle interaction la « cinquième force ». Dans notre cas, mesurer les forces s'exerçant sur des atomes permettra de contraindre la valeur maximale de α pour λ compris entre 1 et 10 μm .

On peut se demander pourquoi la gravitation est si mal connue à courte distance. Pour cela, il faut se demander quelles sont les forces qui s'exercent sur des atomes. Dans notre cas, les atomes vont être sensibles en premier lieu à la force de gravitation terrestre, car nous effectuons des mesures dans le référentiel du laboratoire. Ils vont aussi être sensibles à la force d'interaction gravitationnelle entre les atomes et la surface qui est bien plus faible. Mais pour des distances variant entre 1 et 10 μm , la force prépondérante est la force de Casimir-Polder (voir 1.1.2) qui domine très largement, de plusieurs ordres de grandeur, devant la force d'attraction gravitationnelle atomes-surface. Cette force de Casimir-Polder est calculable, à condition de bien connaître les caractéristiques des atomes et de la surface. Réaliser une mesure des forces à faible distance avec une précision suffisante permettra de comparer la mesure au calcul, et de poser de nouvelles contraintes sur les paramètres de λ et α .

1.1.1.2 Applications à la nanofabrication

Outre la recherche d'une nouvelle force, la mesure et la compréhension des forces de Casimir et de Casimir-Polder peut avoir des applications, notamment dans le domaine des MEMS et NEMS (Micro-NanoElectroMechanical Systems en anglais). Les forces de Casimir et de Casimir-Polder ont en effet un impact sur le fonctionnement de ces systèmes nanométriques [Chan et al., 2001].

On peut aussi envisager d'utiliser ces forces pour piéger des atomes et les manipuler. La connaissance de cette force est alors importante, notamment pour tous les projets visant à miniaturiser les expériences d'atomes froids, utilisant des puces à atomes [Ockeloen et al., 2013] ou bien rapprochant les atomes de nanostructures [Chang et al., 2013] ou de nanofibres [Reitz et al., 2013]. Une expérience a, par exemple, permis de caractériser l'effet du potentiel de Casimir-Polder sur le temps de vie d'une distribution thermique d'atomes ou d'un condensat dans un piège sur puce atomique [Lin et al., 2004].

1.1.2 La Force de Casimir-Polder

En 1948, H.B.G. Casimir a mis en évidence une propriété extraordinaire de l'électrodynamique quantique : deux plaques métalliques placées dans le vide électromagnétique s'attirent [Casimir, 1948]. On peut voir cela comme le fait que les deux plaques métalliques agissent comme une cavité, et sélectionnent les modes de champs du vide qui peuvent exister à l'intérieur de la cavité, alors que tous les modes peuvent exister à l'extérieur. Cela mène à une différence de densité d'énergie entre l'intérieur et l'extérieur de la cavité, et il en résulte une force de pression, qui attire les deux plaques l'une vers l'autre.

H.B.G. Casimir et D. Polder prédisent la même année [Casimir & Polder, 1948] l'existence d'une force analogue entre un atome et une surface. Elle découle de l'interaction du dipôle atomique avec les modes de champs du vide à proximité d'une surface plane. On peut interpréter cette interaction comme le fait que le dipôle atomique interagisse avec son reflet par la surface (dipôle fictif). L'interaction qui en résulte dépend des caractéristiques de la surface et des atomes ainsi que de la distance L les séparant.

Suivant la distance L , plusieurs comportements asymptotiques apparaissent, ce que l'on peut voir sur la Figure 1.1. Pour L inférieure à la longueur d'onde atomique λ_{at} (soit pour le Rb une distance inférieure à $0,1 \mu\text{m}$), l'interaction atome-surface est considérée comme instantanée, on l'appelle interaction de Van der Waals, et son potentiel décroît en $1/d^3$. Pour L supérieure à λ_{at} , soit entre $0,1$ et $2 \mu\text{m}$, il faut tenir compte du fait que la vitesse de la lumière n'est pas infinie, et qu'il y a donc un retard dans l'interaction du dipôle et de son image. C'est l'interaction de Casimir-Polder et le potentiel a un comportement en $1/d^4$. Pour une distance supérieure à $2 \mu\text{m}$, il faut tenir compte des excitations thermiques

des modes du champ, c'est l'interaction de Lifshitz, et on retrouve un comportement en $1/d^3$.

Compte tenu de ces lois de puissance, la connaissance de la distance atome-surface L est cruciale pour le calcul et la mesure précise de la force de Casimir-Polder. Dans notre cas, cette distance sera très bien déterminée, car la surface que nous allons utiliser est celle du miroir de rétro-réflexion de l'onde stationnaire confinant nos atomes dans un réseau optique. Les atomes se trouveront à des distances multiples de $\lambda_{Verdi}/2$ où λ_{Verdi} est la longueur d'onde du laser créant le réseau. La gamme de distance que nous espérons pouvoir sonder avec notre expérience se situe entre $1 \mu\text{m}$ et $10 \mu\text{m}$. Cela nous permettra d'étudier la transition entre l'interaction de Casimir-Polder, et Lifshitz.

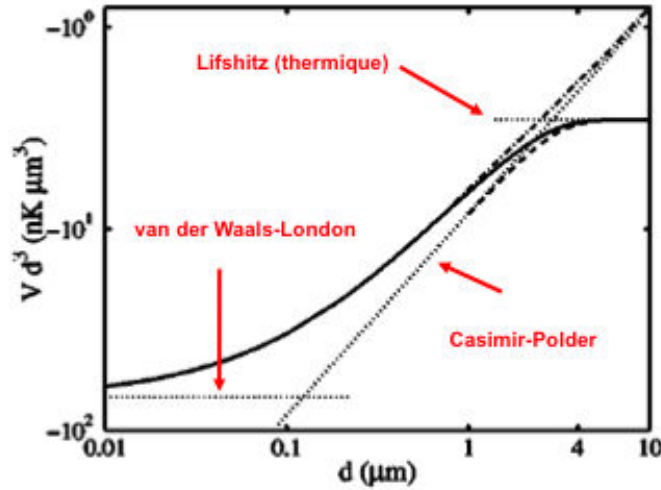


Figure 1.1 : Interaction surface-atome en fonction de la distance de séparation. Calculs réalisés pour un condensat de ^{87}Rb et un substrat en Saphir à 300 K (Figure provenant de [Antezza et al., 2004])

La force de Casimir Polder est calculable et elle ne dépend, dans le cas d'une surface parfaitement réfléchissante, que de la polarisabilité statique de l'atome [Péllisson, 2012] :

$$F_{CP} = -\frac{3}{2\pi} \hbar c \frac{\alpha_0}{L^5} \quad (1.1.2)$$

Dans notre cas, la surface n'est pas parfaite, mais le calcul peut tout de même être réalisé, à condition de connaître les caractéristiques de la surface (coefficients de réflexion et de transmission pour toutes les polarisations, toutes les longueurs d'ondes et tous les angles d'incidence), ainsi que les caractéristiques des atomes (polarisabilité diélectrique statique, principales longueurs d'onde de transition). Pour mener à bien ces calculs, notre équipe

a développé une collaboration avec le groupe « Fluctuations quantiques et relativité » du Laboratoire Kastler Brossel.

1.1.3 État de l'art

Plusieurs expériences visant à mesurer ces forces à faible distances ont déjà été menées, aussi bien entre deux surfaces macroscopiques qu'entre des atomes et une surface. Les premières mesures qui ont été réalisées sont des mesures de la force de Casimir.

1.1.3.1 Mesures de la force de Casimir

La première mise en évidence de la force de Casimir a été réalisée en 1958 à Eindhoven aux Pays-Bas par M. J. Sparnaay [Sparnaay, 1958], à l'aide de deux plaques métalliques rapprochées l'une de l'autre. Un système de balance permettant de relier la force à une variation de capacité d'un condensateur a permis de mesurer une force en accord avec les prédictions de Casimir pour des distances entre 0.5 et 2 μm .

Le même genre d'expérience a ensuite été réalisé en 1978 à Utrecht aux Pays-Bas par P. van Blokland et T. Overbeek [van Blokland & Overbeek, 1978], mais pour de plus faibles distances (entre 132 et 670 nm). Ils ont retrouvé le comportement de la force de Van der Waals.

Maintenir deux plaques macroscopiques parfaitement parallèles entre elles se révèle très difficile. Les premières mesures de précision ont été réalisées par S.K. Lamoreaux en 1997 [Lamoreaux, 1997] et utilisent une balance de torsion : une des deux plaques est remplacée par une sphère. La surface plane est placée sur la balance qui pivote autour d'un axe. La sphère est approchée de la surface plane, et suivant la distance entre la sphère et la surface, la force va faire pivoter la balance. Un système de rétroaction permet de fixer l'angle de la balance et de mesurer la force entre 0,5 et 6 μm . À la suite de cette première expérience, une série de d'autres expériences exploitant le principe d'un microscope à force atomique [Mohideen & Roy, 1998] ou de micro-poutres (microcantilever en anglais) approchés de surfaces [Chiaverini *et al.*, 2003] [Decca *et al.*, 2005] ont permis d'améliorer la mesure de la force de Casimir, et donc d'améliorer les contraintes sur l'amplitude d'une éventuelle déviation α . Tous ces résultats sont combinés sur la Figure 1.2.

Des mesures plus poussées, visant à caractériser le comportement de la force de Casimir en fonction de la température des surfaces ont été réalisées au cours des années 2000. En effet, pour une connaissance précise de la force de Casimir, il faut évaluer les corrections dues au fait que la température des surfaces n'est pas nulle. Une mesure de ces forces s'accompagne à chaque fois d'un calcul dédié à chaque configuration, car l'interaction change

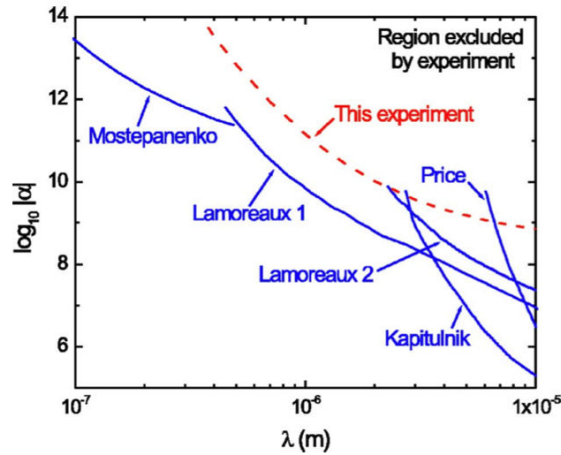


Figure 1.2 : Plan $(\alpha-\lambda)$. Les limites Mosepanenko, Kapitulnik et Price viennent des références [Decca *et al.*, 2005], [Chiaverini *et al.*, 2003] et [Long *et al.*, 2003] et la ligne pointillée est le résultat de la première expérience du groupe de E. Cornell dont est tiré ce graphe [Harber *et al.*, 2005].

suivant les caractéristiques des surfaces. Par exemple, l'article [Genet *et al.*, 2000] a réalisé les calculs de la force de Casimir pour l'expérience décrite dans [Boström & Sernelius, 2000].

Je ne développerai pas plus les travaux réalisés sur la mesure des forces de Casimir, ils sont synthétisés dans l'article de revue [Bordag *et al.*, 2001]. Une équipe de Stanford s'est spécialisée dans la mesure de la force de Casimir à une distance d'environ $10\mu\text{m}$, chacune de leurs mesures a permis d'améliorer la contrainte sur l'existence d'une cinquième force, leur dernière publication date de 2008, [Geraci *et al.*, 2008]. Leurs mesures successives sont représentées sur la Figure 1.3.

1.1.3.2 Mesures de la force de Casimir-Polder

Dans le même temps, un certain nombre d'expériences utilisant des atomes ont été réalisées. Elles visent à mesurer les forces de Van der Waals et/ou de Casimir Polder.

Une des premières expériences a été réalisée en 1993 [Sukenik *et al.*, 1993]. Elle mesurait la déflexion d'atomes de sodium passant à proximité d'une surface, en fonction de la distance entre les atomes et la surface (supérieure au μm). Une seconde expérience réalisée en 1996 [Landragin *et al.*, 1996] a mesuré la force de Van der Waals à l'aide d'un miroir à atomes : des atomes froids sont lâchés au dessus d'une surface, et on amène une onde évanescente désaccordée dans le bleu de la transition au niveau de cette surface. On ajuste la puissance et le désaccord de l'onde nécessaires pour que les atomes soient repoussés par

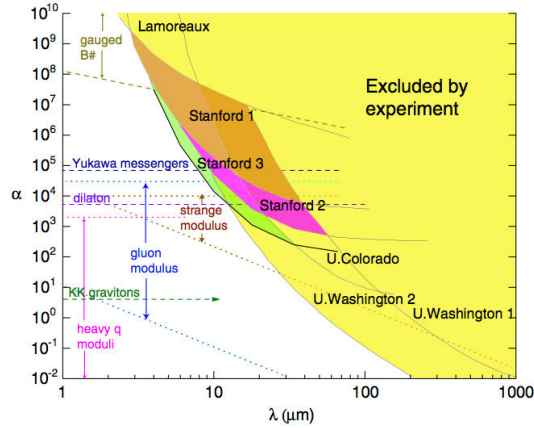


Figure 1.3 : Plan(α - λ) résumant les mesures réalisées par l'équipe de Stanford avec en vert leur dernière mesure. Figure tirée de [Geraci et al. , 2008].

l'onde évanescence et rebondissent sur la surface. Pour une puissance laser fixée, il faut alors tenir compte du potentiel de Van der Waals et de Casimir-Polder pour voir correspondre le désaccord à partir duquel les atomes sont réfléchis et le désaccord théorique.

Une autre expérience réalisée en 2001 utilise le principe de réflexion spéculaire [Shimizu, 2001]. Lorsque des atomes arrivent vers une surface avec une vitesse faible, ils peuvent être réfléchis par cette surface, à cause d'un phénomène de réflexion quantique. La dépendance de la réflexion en fonction de la vitesse d'incidence est expliquée par l'interaction de Casimir-Polder. Toutefois, cette mesure, comme les précédentes n'a pas été assez précise pour permettre une nouvelle contrainte sur l'existence d'une cinquième force. Deux autres expériences reprennent le même principe en 2003, [Druzhinina & DeKieviet, 2003], 2004 [Pasquini et al. , 2004] et 2005 [Oberst et al. , 2005].

Une expérience utilisant un condensat de ^{87}Rb a été menée par E. Cornell en 2005 [Harber et al. , 2005] sur une proposition théorique de [Antezza et al. , 2004]. Le principe de cette expérience était d'approcher le condensat d'une surface et de mesurer la modification de la fréquence d'oscillation du piège, qui à faible distance est modifiée par la force de Casimir-Polder à longue portée (entre 3 et 10 μm). La sensibilité atteinte n'était toutefois pas suffisante pour être compétitive avec les mesures des forces de Casimir (voir Figure 1.2). En 2007, cette expérience a cependant permis de mesurer la dépendance de la force de Casimir-Polder en fonction de la température de la surface [Obrecht et al. , 2007], ce qui constitue la première mesure hors d'équilibre de cette interaction.

Un autre approche a permis d'étudier la dépendance de la force de Casimir-Polder à plus courte portée (~ 100 nm) [Failache et al. , 1999]. Elle utilise le principe de la spectroscopie

de réflexion à une interface (spectroscopie sélective). L'intérêt de cette méthode est que les atomes n'ont pas besoin d'être refroidis, puisqu'on sonde la réflexion d'une onde lumineuse arrivant sur une cellule contenant un gaz par l'extérieur, mais qu'on vient sonder la force à faible distance qui existe entre le gaz et la surface interne de la cellule. Il est possible de varier la température et le type de surface utilisée, ainsi que la pression et le type de gaz utilisé. Cette équipe de l'université de Villeneuve a récemment étudié, aussi bien théoriquement qu'expérimentalement, le comportement de la force de Van der Waals en fonction de la température de la surface [Lalot et al., 2014].

Une des principales difficultés dans ces mesures de force à faible distance est la caractérisation précise des effets parasites. Un des principaux effets limitants est lié à la contamination des surfaces. Les atomes alcalins adsorbés sur ces surfaces se comportent comme des dipôles qui génèrent des champs électriques, et donc des forces parasites au voisinage de la surface qu'il faut réussir à caractériser ou à faire disparaître. Pour limiter cet effet, le choix d'une surface isolante est meilleur qu'une surface métallique : c'est ce qu'a observé l'équipe d'Eric Cornell [McGuirk et al., 2004]. Il est très difficile de désorber des atomes alcalins proprement, et il faut alors caractériser ces forces parasites, ce qu'a réalisé l'équipe de E. Cornell en rajoutant un champ électrique oscillant permettant d'exalter le champ de ces petits dipôles et de pouvoir les mesurer [Obrecht et al., 2007].

Pour l'instant les mesures de force de Casimir Polder sont moins précises que les mesures de force de Casimir, mais de nouveaux projets voient le jour. Ils impliquent de nouvelles configurations avec des atomes piégés dans des réseaux et des mesures différentielles permettant par exemple de s'affranchir de la force de Casimir-Polder, et donc une mesure du potentiel gravitationnel à faible distance. Ces nouvelles propositions utilisent le principe d'atomes piégés dans des réseaux optiques. Piéger des atomes dans un réseau perpendiculaire à une surface permet en effet un très bon contrôle de la distance L . Utiliser des techniques d'interférométrie atomique, telles que celles utilisées dans les horloges optiques [R. Le Targat, 2013] permet des mesures tellement précises, que l'on peut espérer mesurer une cinquième force si elle est « seulement » 1000 fois plus grande que la gravité à courte distance [Dimopoulos & Geraci, 2003].

Une première proposition est de placer un condensat dans une superposition cohérente dans deux puits d'un réseau orthogonal à la surface, de les laisser évoluer, puis de regarder les franges d'interférence provenant du fait que les deux parties du condensat ont accumulé une différence de phase reliée à la différence de potentiel [Dimopoulos & Geraci, 2003].

Une deuxième approche utilisant des atomes dans un réseau est de s'inspirer du principe des horloges atomiques à réseaux, et de mesurer un décalage de fréquence d'horloge dû aux interactions à courte distance [Derevianko et al., 2009]. Une troisième approche est de regarder l'impact des forces à faible distance sur la valeur de la fréquence de Bloch ν_B où $h\nu_B$ correspond à la différence d'énergie potentielle entre deux puits voisins, que l'on peut

mesurer en induisant des transitions de puits en puits. Ceci est réalisable soit en modulant le réseau [Ivanov, 2012], soit en observant un décalage de la fréquence des oscillations de Bloch [Carusotto *et al.*, 2005].

C'est le genre de configuration que le projet FORCA-G prévoit d'investiguer, mais en utilisant un interféromètre atomique avec des transitions Raman pour mesurer la valeur de ν_B [Pereira Dos Santos *et al.*, 2009]. Nous prévoyons d'améliorer la sensibilité de la mesure de Casimir Polder, amenant à une amélioration des contraintes sur α et λ de quatre ordres de grandeurs [Messina *et al.*, 2011], ce qui est décrit sur la Figure 1.4. La courbe en pointillés noirs représente une mesure de la différence de potentiel pour des atomes de ^{87}Rb situés dans le puits $m = 70$ (en plaçant le puits $m = 0$ au niveau de la surface), et en mesurant la différence d'énergie entre deux puits voisins. La courbe pleine en rouge correspond à une même mesure avec des atomes placés dans le puits $m = 40$, tandis que la courbe bleue représente une mesure différentielle à l'aide d'atomes de ^{87}Rb et ^{85}Rb placés dans le puits $m = 5$ et réalisant une transition $\Delta m = \pm 1$ durant l'interféromètre. Le fait de réaliser une mesure différentielle entre deux isotopes du Rb permettrait d'annuler la contribution de la force de Casimir-Polder, leur polarisabilités étant quasi-identiques, et ainsi de n'être sensible que à la différence de leurs masses. Ces calculs ont été réalisés en considérant une sensibilité sur la mesure de la fréquence de Bloch de 10^{-4} Hz, ce que nous avons atteint [Pelle *et al.*, 2013].

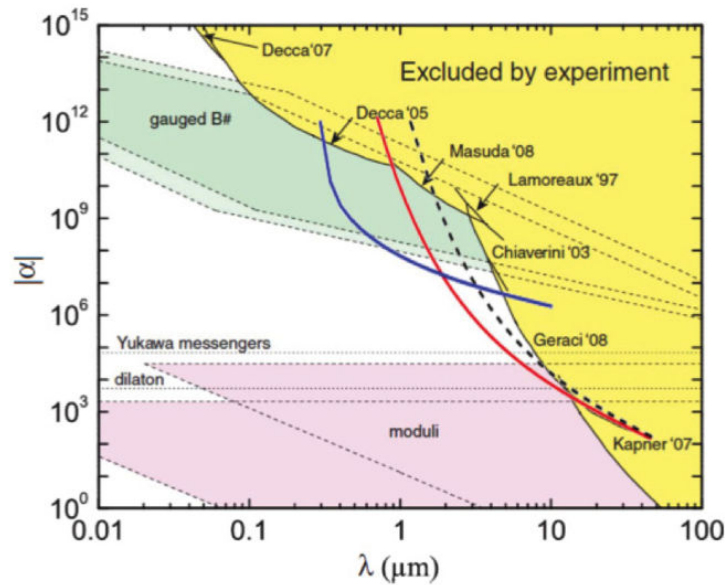


Figure 1.4 : Zone d'exclusion dans le plan $(\alpha-\lambda)$ dans la plage des faibles distances. Les courbes bleue, rouge et noire sont les limites que nous espérons placer sur l'amplitude maximale d'une déviation à la loi de Newton selon différentes configurations de mesure (tiré de [Messina *et al.*, 2011]).

1.2 L'INTERFÉROMÉTRIE ATOMIQUE

Pour déplacer les atomes de puits en puits du réseau, nous utilisons dans notre expérience des transitions Raman. Ces transitions ont lieu lorsque la différence de fréquence entre les deux faisceaux correspond à la différence d'énergie entre deux niveaux de puits voisins traduite en fréquence. Mesurer cette différence de fréquence permet de remonter à la différence d'énergie potentielle entre deux puits du réseau et donc à la force que ressentent les atomes. Pour effectuer cette mesure avec précision, nous utilisons le principe d'un interféromètre atomique. Je vais brièvement en rappeler le principe, et les principales applications dans cette partie.

1.2.1 Principe de l'interférométrie atomique

Je ne décrirai pas en détail les différents types d'interféromètres atomiques. Cette revue a déjà été réalisée [Cronin *et al.*, 2009], et vous pourrez la trouver dans le premier chapitre de la thèse de B. Pelle [Pelle, 2013]. Je me contenterai de rappeler ici le principe de l'interférométrie atomique, dans le cadre qui nous intéresse.

En 1923, L. de Broglie postule la nature ondulatoire de la matière [Broglie, 1923]. Il propose une relation entre la longueur d'onde λ associée à une particule et sa quantité de mouvement p :

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \quad (1.2.1)$$

où h est la constante de Planck, c la célérité de la lumière, m la masse de la particule et v sa vitesse. Peu après, ce postulat a été confirmé par un certain nombre d'expériences, et notamment l'expérience de diffraction des électrons réalisée en 1927 par C. Davisson et L.H. Germer [Davisson & Germer, 1927]. Le fait que des particules puissent être décrites comme des ondes ouvrit un nouveau champ d'investigation : on peut appliquer les méthodes de l'optique ondulatoire à la matière, telles que la diffraction, la diffusion et l'interférométrie. Il a fallu du temps avant de pouvoir réaliser les premiers interféromètres à onde de matière. En effet, on voit dans l'équation 1.2.1 que la longueur d'onde de la particule est inversement proportionnelle à sa vitesse, il est donc plus favorable d'avoir des particules lentes (refroidies). Les premiers interféromètres utilisaient un faisceau d'électrons [Marton, 1952], et des neutrons [Rauch *et al.*, 1974] diffractés. Les premiers interféromètres atomiques [Keith *et al.*, 1991] utilisent des fentes pour sélectionner des atomes appartenant à une certaine classe de vitesse, mais l'invention des systèmes de refroidissement laser permet le développement de nouvelles expériences [Kasevich & Chu, 1991]. Le principe de base de l'interférométrie repose sur la manipulation d'une superposition cohérente d'états à laquelle on fait parcourir deux chemins différents. En interférométrie optique, on uti-

lise des lames séparatrices pour séparer le faisceau initial. Dans le cas de l'interférométrie atomique il existe trois types de solutions, expliquées plus en détail dans cet article de revue [Cronin *et al.*, 2009]. On peut utiliser les propriétés de diffraction des ondes de matière par des milieux matériels [Keith *et al.*, 1991]. On peut aussi utiliser des réseaux optiques pour diffracter les ondes de matière (comme proposé en 1933 par L. Kapitza et P. Dirac [Kapitza & Dirac, 1933]), ce qui a amené à la réalisation d'un interféromètre à réseau de Bragg [Rasel *et al.*, 1995]. Et, enfin, on peut utiliser directement un couplage électromagnétique résonant entre un atome et un champ laser [Bordé, 1989]. Ce type de manipulation peut se faire aussi bien en utilisant des transitions à un photon (par exemple un champ micro-onde permettant de coupler les états hyperfins des atomes alcalins ou une transition optique entre un état fondamental et un état métastable [Riehle *et al.*, 1991]), que des transitions à deux photons (dites transitions Raman). Le premier interféromètre de ce type a été réalisé en 1991 [Kasevich & Chu, 1991].

Par la suite, nous ne nous intéresserons qu'à ce dernier type de séparatrice, car c'est celle que nous utilisons dans l'expérience. L'intérêt de cette méthode réside dans la facilité de détection qu'elle apporte. En effet, les paquets d'ondes sont difficilement identifiables par leur état d'impulsion alors que ce sont précisément ces états qui sont utiles pour les mesures de forces ou d'accélération. Le fait qu'il y ait correspondance entre les états atomiques internes et les états d'impulsion permet, en mesurant les uns, de connaître les autres. On peut donc faire une mesure des populations des états internes à la sortie de l'interféromètre par fluorescence et en déduire les populations des états d'impulsion.

1.2.2 Interféromètre micro-onde

Dans cette partie nous nous intéressons aux transitions à un photon.

Prenons un atome possédant deux niveaux atomiques internes distincts $|g\rangle$ et $|e\rangle$ et appliquons-lui une impulsion électromagnétique dont la fréquence est accordée sur la fréquence de transition atomique $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$. Le couplage entre le champ et l'atome permet de créer une superposition cohérente des deux états internes. De plus, la fonction d'onde atomique résultante de cette interaction est constituée de deux paquets d'onde séparés spatialement. Ceci est dû à la conservation de l'impulsion lors du changement d'état $|g\rangle$ et $|e\rangle$. L'impulsion du photon est absorbée par l'atome lors du changement d'état. Il y a ainsi correspondance entre les états internes et externes de l'atome et les deux états couplés peuvent s'écrire $|g, \mathbf{p}\rangle$ et $|e, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}\rangle$, \mathbf{k} étant le vecteur d'onde du champ électromagnétique. La modification des états internes et externes de l'atome par l'onde lumineuse est illustrée sur la Figure 1.5.

En ajustant la puissance et la durée de l'impulsion lumineuse, on peut créer plusieurs types de séparatrices (On peut trouver un traitement de ce calcul dans [Cohen-Tannoudji

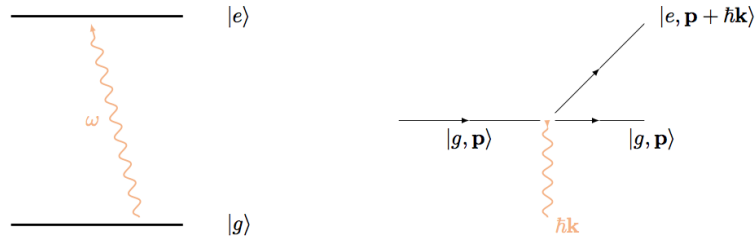


Figure 1.5 : Schéma de l'interaction entre un photon d'une onde lumineuse et un atome à deux niveaux. À gauche est représentée la modification de l'état interne, et à droite est représentée la transition d'impulsion du photon à l'atome. Tiré de [Pélicsson, 2012].

et al., 1973a], [Cohen-Tannoudji et al., 1973b], je ne retraiterai le calcul que dans la partie 1.2.3 pour le cas des impulsions Raman, très similaire). On peut soit réaliser une lame 50/50 en utilisant une impulsion transférant la moitié des fonctions d'onde atomiques dans l'autre état (impulsion $\pi/2$), soit réaliser un miroir à atome, en utilisant une impulsion échangeant totalement les populations (impulsion π). C'est avec ce genre de configuration qu'a été réalisé le premier interféromètre à atomes refroidis par laser. Une séquence "Ramsey" de deux impulsions $\pi/2$ séparées par un temps d'évolution libre τ_{Ramsey} a permis de réaliser une horloge atomique fonctionnant en fontaine [Kasevich et al., 1989]. De cette technique sont nées les fontaines atomiques, qui sont de nos jours les meilleurs étalons primaires de fréquence [Guéna et al., 2012] [Guéna et al., 2014].

1.2.3 Interféromètres à impulsions Raman

Les expériences d'interférométrie atomique visant à mesurer des forces, telles que la gravité [Merlet et al., 2010] ou l'effet Sagnac [Gauguet et al., 2009] ont besoin de communiquer une grande impulsion aux atomes, afin d'avoir une « aire » d'interféromètre la plus grande possible. Or les atomes utilisés dans ce genre d'expérience sont souvent le Rb et le Cs, et les niveaux d'énergie utilisés sont deux niveaux de la structure hyperfine de ces atomes. Il est en effet assez simple d'obtenir en une seconde un nuage contenant 10^8 atomes à quelques μK à l'aide des méthodes de refroidissement standard (expliquées dans la partie 1.4.1.1). Or, ces niveaux hyperfins sont séparés de quelques GHz (6,834 GHz pour le ^{87}Rb), ce qui conduit à un transfert de vitesse très faible (10^{-7} m/s pour le Rb). Il est possible de communiquer une vitesse bien plus grande en utilisant des transitions optiques plutôt que micro-onde. Pour ce faire, on va considérer un atome à trois niveaux, comme illustré sur la Figure 1.6.

L'atome est éclairé par deux lasers dont la différence de fréquence est accordée sur la

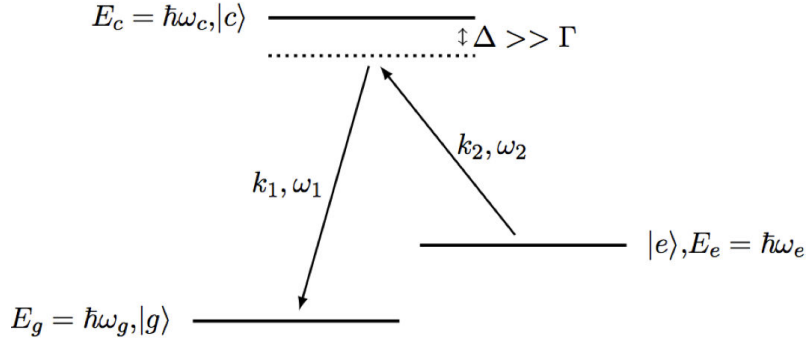


Figure 1.6 : Schéma de principe d'une transition Raman entre les niveaux E_e et E_g réalisée à partir de deux photons de pulsations ω_1 et ω_2 , désaccordés du troisième niveau E_c de Δ . tiré de [Péllisson, 2012].

transition des deux niveaux inférieurs $|g\rangle$ et $|e\rangle$:

$$\omega_1 - \omega_2 = \omega_e - \omega_g \quad (1.2.2)$$

Les pulsations de chacun des deux lasers, ω_1 et ω_2 , sont en outre proches de celle d'une transition optique vers un niveau $|c\rangle$. L'écart entre la pulsation de transition atomique et la pulsation des lasers est appelé le désaccord Raman et peut s'écrire

$$\Delta = \omega_c - \omega_g - \omega_1. \quad (1.2.3)$$

Si l'atome est initialement dans l'état $|g\rangle$ avec une quantité de mouvement \mathbf{p} , il absorbe alors un photon du champ classique $\mathbf{E}_1(\mathbf{r}, t) \propto e^{i(\omega_1 t - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} + \varphi_1)}$ qui lui confère l'impulsion de ce photon $\hbar \mathbf{k}_1$. Le photon est ensuite diffusé par émission stimulée dans le mode du deuxième laser dont le champ classique est donné par $\mathbf{E}_2(\mathbf{r}, t) \propto e^{i(\omega_2 t - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} + \varphi_2)}$ et l'atome acquiert donc l'impulsion $-\hbar \mathbf{k}_2$ par conservation de la quantité de mouvement. À la fin de la transition, l'atome a donc une quantité de mouvement totale valant $\mathbf{p}' = \mathbf{p} + \hbar \mathbf{k}_{eff}$ avec $\mathbf{k}_{eff} = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$. De plus, lorsque le désaccord Raman Δ est grand devant la largeur naturelle Γ de l'état supérieur, alors l'état $|c\rangle$ est très peu peuplé et on peut négliger l'émission spontanée. La cohérence de la superposition des états $|g\rangle$ et $|e\rangle$ n'est alors plus limitée par la largeur naturelle Γ de l'état excité, et on peut donc traiter l'atome comme un atome à deux niveaux. Selon l'orientation des faisceaux Raman 1 et 2, on obtient une impulsion effective donnée à l'atome non piégé :

- $\hbar \mathbf{k}_{eff} = \hbar \mathbf{k}_2 - \hbar \mathbf{k}_1$ en configuration copropageante.
- $\hbar \mathbf{k}_{eff} = \hbar \mathbf{k}_2 + \hbar \mathbf{k}_1$ en configuration contrapropageante.

Pour des impulsions Raman contrapropageantes, dans le cas d'atomes de ^{87}Rb , que nous utilisons, $|g\rangle = |5s^2, S_{1/2}, F=1\rangle, |e\rangle = |5s^2, S_{1/2}, F=2\rangle$ et $|c\rangle = |5s^2 P_{3/2}\rangle$, les lasers Raman sont donc à une longueur d'onde $\lambda_{Ram} \approx 780 \text{ nm}$ et la vitesse de recul transmise aux atomes $v_{rec Ram}$ vaut :

$$v_{rec Ram} = \hbar k_{eff} / m_{Rb} \approx 0,012 \text{ m/s} \quad (1.2.4)$$

soit un gain de 5 ordres de grandeur par rapport à l'impulsion du photon micro-onde.

L'interaction entre un champ électromagnétique et un atome à deux niveaux est un problème très classique en mécanique quantique [Cohen-Tannoudji *et al.*, 1973a], [Cohen-Tannoudji *et al.*, 1973b]. Si on écrit la fonction d'onde atomique comme $|\psi(t)\rangle = a_g(t)e^{-i\omega_g t}|g\rangle + a_e(t)e^{-i\omega_e t}|e\rangle$ où $a_g(t)e^{-i\omega_g t}$ et $a_e(t)e^{-i\omega_e t}$ sont respectivement les amplitudes des états propres $|g\rangle$ et $|e\rangle$, alors l'équation de Schrödinger dépendante du temps mène, si on suppose que les lasers sont à résonance parfaite, au système d'équations couplées :

$$\begin{cases} i\dot{a}_g(t) = \Omega_{eff}e^{i\varphi}a_e(t) \\ i\dot{a}_e(t) = \Omega_{eff}e^{-i\varphi}a_g(t) \end{cases} \quad (1.2.5)$$

où Ω_{eff} représente la pulsation de Rabi de la transition à deux photons.

$$\Omega_{eff} = \frac{\Omega_1\Omega_2}{2\Delta} \quad (1.2.6)$$

et φ représente la phase effective des deux lasers. Le calcul de cette pulsation est explicitée dans la partie C.2 de l'annexe C.

La résolution du système (1.2.5) conduit à

$$\begin{cases} a_g(t) = \left[\cos\left(\frac{\Omega_{eff}t}{2}\right) a_g(0) - ie^{i\varphi} \sin\left(\frac{\Omega_{eff}t}{2}\right) a_e(0) \right] \\ a_e(t) = \left[-ie^{-i\varphi} \sin\left(\frac{\Omega_{eff}t}{2}\right) a_g(0) + \cos\left(\frac{\Omega_{eff}t}{2}\right) a_e(0) \right] \end{cases} \quad (1.2.7)$$

Si on s'intéresse maintenant à la probabilité de présence dans chaque état hyperfin, on obtient les oscillations de Rabi bien connues entre les deux états de la superposition

$$\begin{cases} \mathcal{P}_g(t) = 1 - \sin^2\left(\frac{\Omega_{eff}t}{2}\right) \\ \mathcal{P}_e(t) = \sin^2\left(\frac{\Omega_{eff}t}{2}\right) \end{cases} \quad (1.2.8)$$

en supposant que les conditions initiales sont telles que $a_g(0) = 1$ et $a_e(0) = 0$. Deux cas particuliers vont nous intéresser pour l'interféromètre. Le premier cas se présente lorsque l'on choisit t tel que $\Omega_{eff} \times t = \frac{\pi}{2}$. L'atome est alors dans une superposition cohérente des deux états, on peut écrire, en choisissant $\varphi = 0$:

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|g, \mathbf{p}\rangle + |e, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_{eff}\rangle) \quad (1.2.9)$$

où on voit que les deux paquets d'ondes vont s'éloigner l'un de l'autre après l'impulsion Raman du fait de leur différence de quantité de mouvement $\hbar\mathbf{k}_{eff}$. Le deuxième cas d'intérêt pour l'expérience est le cas où $\Omega_{eff}t = \pi$. On a transfert total de l'état $|g, \mathbf{p}\rangle$ vers $|e, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_{eff}\rangle$.

On peut utiliser des séquences de ces impulsions $\pi/2$ ou π séparées par des temps T dits temps d'évolution libre. La probabilité de transition finale peut être calculée à l'aide d'un formalisme matriciel, déjà expliqué dans les thèses de S.Péllisson [Péllisson, 2012] et de B. Pelle [Pelle, 2013], qui ont tout deux travaillé sur le projet FORCA-G.

Pour des atomes en début d'interféromètre dans l'état $|g\rangle$, il en résulte la probabilité de transition finale P_e des atomes dans l'état $|e\rangle$ après un temps total d'interféromètre T_{interf}

$$\mathcal{P} = \frac{|a_e(T_{interf})|^2}{|a_g(T_{interf})|^2 + |a_e(T_{interf})|^2} = \frac{1}{2}(1 - C \cos \Delta\phi). \quad (1.2.10)$$

où C est le contraste de l'interféromètre. Le déphasage $\Delta\phi$ dépend du type d'interféromètre réalisé, et la mesure de ce déphasage permet dans différents cas de remonter à une mesure de force ressentie par les atomes.

1.2.4 Différents types de gravimètres

Dans cette partie, je vais lister quelques types de gravimètres réalisés avec des atomes froids, en rappelant les différents types d'interféromètres utilisés, et les différentes sensibilités obtenues. En effet l'expérience FORCA-G a d'abord été testée dans une configuration de gravimètre, et une information cruciale pour la mesure de force à faible distance est de connaître la sensibilité avec laquelle nous sommes capables de mesurer des forces.

Cette courte liste complète l'état de l'art se trouvant dans la thèse de B. Pelle [Pelle, 2013].

Gravimètres à atomes en chute libre :

Dans le cas d'un gravimètre à atomes en chute libre, les faisceaux Raman sont alignés avec la verticale, l'« aire » de l'interféromètre est donc nulle, seule importe la différence d'impulsion entre les paquets d'ondes dans les deux bras de l'interféromètre. La séquence d'impulsions utilisée est de type "Mach-Zender" $\frac{\pi}{2} - \pi - \frac{\pi}{2}$ où les impulsions ont une durée $\tau - 2\tau - \tau$ et sont séparées d'un temps de précession $T/2$ [Cheinet, 2006]. Ce type d'interféromètre est symétrique (les atomes passent autant de temps dans chacun des deux états hyperfins, ce qui permet d'être insensible à la différence de fréquence entre les deux états hyperfins). Le déphasage s'écrit $\Delta\phi = (k_{eff}g - \alpha)(T + 2\tau)(T + \frac{4\tau}{\pi})$, où α est une rampe linéaire de fréquence appliquée à un des faisceaux Raman durant l'interféromètre afin de conserver la condition de résonance (pour rattraper l'effet Doppler). Le déphasage est proportionnel à T^2 : plus le temps de chute est long, meilleure est la sensibilité. Les meilleures sensibilités atteintes sont :

- $\delta g/g = 5,7 \times 10^{-9} \tau^{-1/2}$ en relatif qui donne $\delta g/g = 2 \times 10^{-10}$ après 1500 s d'intégration au SYRTE [Gillot et al., 2014],
- $\delta g/g = 4,2 \times 10^{-9} \tau^{-1/2}$ en relatif, qui donne $\delta g/g = 2,9 \times 10^{-10}$ après 300 s d'intégration à HUST à Wuhan [Hu et al., 2013]

Une expérience développée à Stanford par M. Kasevich vise à tester le principe d'équivalence en mesurant simultanément la valeur de la gravité pour les deux isotopes ^{87}Rb et ^{85}Rb . Leurs premières publications montrent [Dickerson et al., 2013], [Sugarbaker et al., 2013] le plus grand interféromètre atomique du monde avec un temps de précession de 2,3 s. En effet, les atomes sont lancés en configuration de fontaine dans une tour de 10 m de haut, à l'apogée, leur séparation spatiale cohérente atteint 1,4 cm !

Un autre type de gravimètre a été développé en Australie. Au lieu d'utiliser des transitions Raman, ils utilisent des réseaux de Bragg comme type de séparatrice [Altin et al., 2013]. Les atomes restent dans le même état hyperfin, seul leur état externe change, ce qui permet d'être insensible à certains effets, par exemple aux fluctuations de déplacement lumineux des lasers d'interrogation (voir partie 1.4.1.3). Ils atteignent une sensibilité relative sur g , $\delta g/g = 2,7 \times 10^{-9}$ après 1000 s de mesure.

Ces gravimètres ont été développés dans différents buts. Notamment pour participer à la redéfinition du kg dans un projet de « Balance du Watt » [Jiang et al., 2013], ou dans des projets visant à mesurer la constante de gravitation G [Hu et al., 2013]. D'autres dispositifs visant à tester le principe d'équivalence ont aussi été développés. Plusieurs groupes réalisent ce genre de mesure, notamment en France, à l'Onera, où ils ont mesuré simultanément g pour deux isotopes du Rb [Bonnin et al., 2013], à l'Institut d'Optique où des atomes de Rb et K se retrouvent en microgravité [Geiger et al., 2011], en Australie où une mesure a été réalisée avec des condensats de ^{87}Rb - ^{85}Rb [Kuhn et al., 2014], et en Allemagne où des atomes vont être lancés dans une fusée, et où des expériences en chute libre ont déjà été réalisées dans une tour située à Brême [Müntinga et al., 2013].

De nouvelles configurations visent à augmenter la sensibilité de l'interféromètre avec, par exemple, une dépendance en T^3 [McDonald et al., 2014]. Ces gravimètres ne peuvent en revanche pas être utilisés pour mesurer des forces à faible distance, car les atomes chutent sur une grande distance. Ce sont des expériences pour certaines volumineuses, pour d'autres beaucoup plus compactes car embarquables à terme. La sensibilité des gravimètres à atomes en chute libre est tellement bonne qu'elle concurrence les gravimètres à coin de cube [Merlet et al., 2010], et qu'une PME française Muquans a pour projet de commercialiser ce genre d'appareil.

Configuration semi-piégée :

Un autre type de gravimètre utilise une configuration un peu différente : les atomes sont semi-piégés, ce qui permet d'augmenter le temps de précession libre. Ils utilisent un interféromètre de Ramsey-Bordé en fontaine combiné à des oscillations de Bloch qui permettent d'empêcher les atomes de tomber. L'interféromètre est constitué de deux paires d'impulsions $\frac{\pi}{2}$ séparées par un temps de précession T . La première expérience de ce type utilisait des oscillations de Bloch continues, maintenant les atomes en lévitation [Charrière *et al.*, 2012]. Leur sensibilité relative sur la mesure de gravité est de $\delta g/g = 3,4 \times 10^{-6}/\sqrt{Hz}$ et atteint une résolution de $\delta g/g = 2,0 \times 10^{-7}$ après 300 s d'intégration. Une deuxième expérience utilise des oscillations de Bloch, mais de façon pulsée, pour ré-accélérer les atomes (comme un diabolo, relancé avant de toucher le sol) [Andia *et al.*, 2013]. La sensibilité court terme est de $\delta g/g = 7,4 \times 10^{-7}/\sqrt{Hz}$ ce qui amène à une résolution de $\delta g/g = 4,8 \times 10^{-8}$ après 4 minutes d'intégration. Ces expériences montrent un pas en avant vers des expériences compactifiables et sont une deuxième approche vers la commercialisation. Dans ces expériences, les atomes se déplacent toutefois de plusieurs millimètres, et elles ne peuvent pas être utilisées pour mesurer des forces à faible distance.

Gravimètres à atomes piégés :

Un dernier type d'expérience permet de mesurer la gravité en ayant des atomes totalement piégés. Ces expériences utilisent par exemple des atomes piégés sur une puce atomique [Baumgärtner *et al.*, 2010], ou des atomes piégés dans un réseau vertical de longueur d'onde λ_r . Dans ce type de réseau, l'accélération de pesanteur g lève la dégénérescence des niveaux d'énergie des atomes en fonction du puits dans lequel ils sont piégés, comme décrit dans la Figure 1.7. La différence d'énergie entre deux puits distants de Δz est égale à $h\nu_B = m_{at}.g.\Delta z$ où m_{at} est la masse de l'atome considéré. Dans le cas d'une séparation d'un puits $\Delta z = \lambda_r/2$ et on appelle $\nu_B = m_{at}.g.\lambda_r/2h$ la fréquence de Bloch. C'est cette configuration qui est utilisée dans FORCA-G, expliquée plus en détails dans la partie 1.3 et qui est aussi utilisée dans une expérience menée à Florence au LENS.

Dans cette dernière expérience, les atomes sont des atomes de Sr, piégés dans un réseau dont la fréquence est désaccordée dans le rouge par rapport aux transitions du Sr. Cette expérience n'utilise pas d'interféromètre pour mesurer ν_B , mais la modulation en fréquence ou en amplitude du potentiel périodique générant le réseau. Il est possible d'induire des transitions par effet tunnel d'un puits vers un puits adjacent lorsque la fréquence de modulation est égale à ν_B . Ces transitions par effet tunnel se traduisent par une augmentation de la taille du nuage atomique dans le réseau qui peut être observée à l'aide d'une caméra CCD. On peut utiliser cette méthode pour mesurer la fréquence de Bloch. Le rapport h/m_{Sr} étant connu à quelques 10^{-10} en relatif et la longueur d'onde du réseau pouvant être mesurée facilement au même niveau, on peut en déduire g [Poli *et al.*, 2011]. La dernière mesure publiée [Tarallo *et al.*, 2014] a montré une sensibilité relative

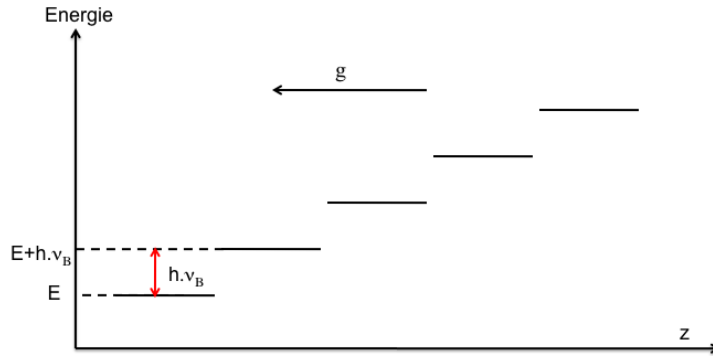


Figure 1.7 : Levée de dégénérescence des niveaux atomiques en présence de l'accélération de pesanteur g .

$\delta g/g = 1,8 \times 10^{-6} / \sqrt{Hz}$ pour le ^{88}Sr , qui mène à une sensibilité de $\delta g/g = 4 \times 10^{-8}$ après 900 s d'intégration. Dans leur configuration, ils peuvent piéger simultanément les deux isotopes ^{87}Sr et ^{88}Sr , et ont réalisé un test du principe d'équivalence avec une incertitude de $1,6 \times 10^{-7}$. Cette expérience pourrait aussi servir à mesurer des forces à faible distance, comme proposé dans [Ivanov, 2012].

1.3 FORCA-G PRINCIPE DE MESURE

Cette section n'est qu'un rappel succinct du principe de fonctionnement de FORCA-G, qui a déjà été expliqué plus en détail dans les thèses de B. Pelle [Pelle, 2013] et S. Pélisson [Pélisson, 2012].

Dans l'expérience FORCA-G, les atomes sont piégés dans une onde stationnaire verticale créée par la rétro réflexion d'un faisceau laser de longueur d'onde λ_{Verdi} . Pour les premières mesures réalisées, les atomes sont loin de toute surface, et ne vont être sensibles qu'à g . On s'intéresse à la forme du potentiel de piégeage créé par le réseau. Nous allons brièvement redémontrer la formule du potentiel de piégeage dipolaire, et l'appliquer dans le cas d'atomes piégés dans un réseau très désaccordé, puis étudier le cas simple d'atomes piégés dans un réseau horizontal, et enfin expliciter les états propres d'atomes piégés dans un réseau en présence du potentiel de pesanteur.

1.3.1 Potentiel de piégeage dipolaire

Considérons l'approximation semi-classique d'un atome dont les niveaux d'énergie sont quantifiés, plongé dans un champ électromagnétique classique et monochromatique. Ce champ électrique de pulsation $\omega_{Verdi} = 2\pi c/\lambda_{Verdi}$ où c est la vitesse de la lumière dans le vide, d'amplitude E_0 , de phase ϕ et de polarisation linéaire ϵ , s'écrit :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = E_0(\mathbf{r}) \operatorname{Re} \left\{ \epsilon e^{-i(\omega_{Verdi}t - \phi)} \right\}. \quad (1.3.1)$$

Nous allons traiter ici le cas d'un atome possédant un seul électron élastiquement lié. L'interaction dipolaire électrique entre le dipôle induit de l'atome et le champ électrique s'exprime par :

$$V_{AL} = -q_e \mathbf{r}_e \cdot \mathbf{E}(\mathbf{R}, t) \quad (1.3.2)$$

où q_e est la charge de l'électron, \mathbf{r}_e est la position de l'électron et \mathbf{R} est la position du centre de masse atomique. On définit alors le moment dipolaire électrique induit :

$$\mathbf{d} = q_e \mathbf{r}_e = \operatorname{Re} \left\{ \epsilon_0 \alpha_0 E_0(\mathbf{R}) \epsilon e^{-i(\omega_{Verdi}t - \phi)} \right\} \quad (1.3.3)$$

où ϵ_0 est la permittivité du vide et α_0 la polarisabilité électrique dynamique de l'atome dont la partie réelle pour l'atome de ^{87}Rb s'écrit :

$$\alpha'_0 = \operatorname{Re} \{ \alpha_0 \} = -\frac{q_e^2}{2m_e \omega_{Verdi} \epsilon_0} \frac{\delta}{\delta^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (1.3.4)$$

avec $\delta = \omega_{Verdi} - \omega_{at}$, le désaccord entre la pulsation du laser du réseau et la pulsation de résonance atomique, telle que $\nu_{at} = \omega_{at}/2\pi$.

La force exercée sur l'atome s'exprime enfin :

$$\mathbf{F}_{dip} = -\nabla_{\mathbf{R}} V_{AL} = -\frac{\epsilon_0}{2} \alpha'_0 \nabla_{\mathbf{R}} E_0^2(\mathbf{R}) \quad (1.3.5)$$

où $E_0^2(\mathbf{R}) = I(\mathbf{R})$ est l'intensité du laser de piégeage. Celle ci, dans l'onde stationnaire, suit en utilisant les coordonnées cylindriques (r, z, θ) :

$$I(\mathbf{R}) = I(r, z) = 4E_0^2(r) \sin^2(k_{Verdi}z) = 4E_0^2(r) \frac{1 - \cos(2k_{Verdi}z)}{2} \quad (1.3.6)$$

avec $k_{Verdi} = 2\pi/\lambda_{Verdi}$ et un pas du réseau de $\lambda_{Verdi}/2$. Et on en déduit le potentiel :

$$U_{dip}(r, z) = -\frac{\epsilon_0}{4} \alpha'_0 I(r, z) \quad (1.3.7)$$

La fréquence du champ monochromatique va déterminer la force s'exerçant sur l'atome. En effet, si l'onde électromagnétique est à résonance avec l'atome, on a $\delta = 0$ alors $\alpha'_0 = 0$ et la force dipolaire appliquée sur l'atome est nulle. En revanche, si le désaccord δ est

grand, l'onde électromagnétique exerce une force sur l'atome. On peut dans ce cas distinguer deux cas de figure : d'une part le cas où le laser est désaccordé dans le bleu ($\omega_{Verdi} > \omega_{at}$), d'autre part le cas où le piège est désaccordé vers le rouge ($\omega_{Verdi} < \omega_{at}$). Dans le premier cas, le désaccord $\delta = \omega_{Verdi} - \omega_{at}$ est positif ce qui implique que la partie réelle de la polarisabilité atomique est négative rendant le potentiel de piégeage positif. Les atomes sont attirés vers les minima de potentiel, i.e. vers les minima d'intensité de l'onde de piégeage. A contrario, lorsque le piège est désaccordé vers le rouge, les atomes sont attirés vers les maxima d'intensité de l'onde électromagnétique. Dans FORCA-G le réseau est désaccordé dans le bleu, car $\lambda_{Verdi} = 532$ nm et $\lambda_{at} = 780$ nm, ce qui entraîne un piégeage des atomes vers les zones de faible intensité, c'est-à-dire aux minima du réseau.

Ce calcul a été réalisé en considérant un atome à deux niveaux. Il est aussi possible de traiter le cas d'un atome possédant plusieurs niveaux d'énergie, en effectuant plusieurs approximations, qui sont traitées dans [Grimm et al., 2000]. Il faut alors tenir compte des différents désaccords relatifs à toutes les transitions possibles, pondérés par les coefficients de Clebsch-Gordan, ainsi que des termes non résonants. Dans le cas qui nous intéresse, on peut réécrire le potentiel dipolaire :

$$V_B(z) = \frac{U_{reseau}}{2} [1 - \cos(2k_{Verdi}z)] \quad (1.3.8)$$

où U_{reseau} est la profondeur du réseau donnée par l'Équation 1.3.9. En effet, nous utilisons ici des atomes de ^{87}Rb , dans les deux états hyperfins du niveau fondamental $|g\rangle = |5s^2, S_{1/2}, F=1\rangle$ et $|e\rangle = |5s^2, S_{1/2}, F=2\rangle$ et les deux longueurs d'onde atomiques λ_{at} qui vont participer à la force dipolaire sont celles des raies D1 et D2.

$$U_{reseau}(r) = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{3} \frac{\hbar\Gamma_{D1}}{I_{sat_{D1}}} \left(\frac{\Gamma_{D1}}{\omega_{Verdi} - \omega_{D1}} - \frac{\Gamma_{D1}}{\omega_{Verdi} + \omega_{D1}} \right) + \frac{2}{3} \frac{\hbar\Gamma_{D2}}{I_{sat_{D2}}} \left(\frac{\Gamma_{D2}}{\omega_{Verdi} - \omega_{D2}} - \frac{\Gamma_{D2}}{\omega_{Verdi} + \omega_{D2}} \right) \right] I_{Verdi}(r) \quad (1.3.9)$$

où $\omega_{D1} = 2\pi c/\lambda_{D1}$ est la pulsation de la transition D1 à $\lambda_{D1} = 795$ nm, $\Gamma_{D1} = 2\pi \times 5,75$ MHz la largeur naturelle de la transition D1, $I_{sat_{D1}} = 1,50$ mW/cm² l'intensité de saturation de la raie D1, puis $\omega_{D2} = 2\pi c/\lambda_{D2}$ la pulsation de la transition D2, $\lambda_{D2} = 780$ nm la longueur d'onde de la transition D2, $\Gamma_{D2} = 2\pi \times 6,07$ MHz la largeur naturelle de la transition D2 et $I_{sat_{D2}} = 1,67$ mW/cm² l'intensité de saturation de la raie D2. $I_{Verdi}(r)$ correspond à l'intensité du laser vue par les atomes (environ 350 W/cm²).

1.3.2 Réseau optique horizontal - états de Bloch -

Nous allons dans un premier temps considérer que les atomes sont piégés dans un réseau périodique horizontal (c'est-à-dire en l'absence de gradient de gravité). Le potentiel

dipolaire vu par les atomes est donné par l'équation 1.3.8. L'hamiltonien du système comprenant les atomes piégés dans le potentiel périodique est donc défini par :

$$H_B = -\frac{\hbar^2}{2m_{Rb}} \frac{d^2}{dz^2} + V_B(z) \quad (1.3.10)$$

où m_{Rb} est la masse de l'atome de Rubidium.

D'après le théorème de Bloch [Ashcroft & Mermin, 1976], les états propres de l'hamiltonien 1.3.10 sont :

$$\varphi_{b,q}(z) = e^{iqz} u_{b,q}(z) \quad (1.3.11)$$

où b est l'indice de bande exprimant la multiplicité des solutions de cette équation pour une quasi-impulsion q donnée du fait des conditions aux limites périodiques, et $u_{b,q}(z)$ est une fonction de même périodicité que V_B .

L'équation de Schrödinger indépendante du temps $H_B |\varphi_{b,q}\rangle = E |\varphi_{b,q}\rangle$ donne :

$$-\left(\frac{\hbar^2}{2m_{Rb}} \left(-i \frac{d}{dz} + q \right)^2 + V_B(z) \right) e^{iqz} u_{b,q}(z) = \epsilon_{b,q} e^{iqz} u_{b,q}(z) \quad (1.3.12)$$

où $\epsilon_{b,q}$ représente les valeurs propres du système, définissant les valeurs d'énergie pour une quasi-impulsion q dans les différentes bandes de Bloch d'indice b définies dans la première zone de Brillouin. Par ailleurs, les fonctions d'onde $\varphi_{b,q}(z)$ correspondant aux états propres sont délocalisées sur l'ensemble du réseau, du fait de la symétrie par translation du problème.

1.3.3 Réseau optique vertical - états de Wannier-Stark -

Nous allons maintenant considérer le cas d'un réseau vertical, lorsque les atomes sont loin de toute surface. L'hamiltonien du système est modifié par l'ajout du potentiel de pesanteur terrestre.

$$H_{WS} = -\frac{\hbar^2}{2m_{Rb}} \frac{d^2}{dz^2} + \frac{U_{reseau}}{2} [1 - \cos(2k_{Verdi}z)] - m_{Rb}gz \quad (1.3.13)$$

où g est l'accélération de la pesanteur. On se retrouve alors avec un système équivalent à celui étudié par G. Wannier [Wannier, 1960].

En présence de la gravité, la symétrie par translation observée dans le potentiel de Bloch est brisée et la fonction $\varphi_{b,q}(z)$ n'est plus un état propre de l'hamiltonien 1.3.13. On peut cependant chercher les états propres sous la forme d'une superposition de ces états de

Bloch. Les pseudo-états propres de l'hamiltonien de Wannier-Stark s'écrivent sur la base des fonctions dites de Wannier $\psi_{b,m}(z)$:

$$\psi_{b,m}(z) = \int_{-k_{Verdi}}^{k_{Verdi}} dq e^{-iqm \frac{\lambda_{Verdi}}{2}} \varphi_{b,q}(z) \quad (1.3.14)$$

où m est l'indice du puits sur lequel est centré la fonction d'onde.

On peut écrire les fonctions d'onde de Wannier-Stark $|WS_{b,m}\rangle$ comme une somme de ces fonctions de Wannier :

$$|WS_{b,m}\rangle = \sum_m c_m \psi_{b,m}(z) \quad (1.3.15)$$

où c_m correspond au poids relatif de chaque fonction de Wannier dans la fonction de Wannier-Stark.

L'équation aux valeurs propres s'écrit donc :

$$H_{WS}|WS_{b,m}\rangle = E_{b,m}|WS_{b,m}\rangle \quad (1.3.16)$$

Pour obtenir une solution analytique, on se place dans une des bandes de Bloch d'indice b que l'on considère isolée des autres, on néglige ainsi le couplage inter-bandes. Cette approximation est vérifiée dans notre système, le couplage inter-bande étant faible comparé au couplage intra-bande (les couplages interbandes ont été étudiés dans la thèse de B. Pelle [Pelle, 2013]).

On obtient alors l'échelle d'états dite de Wannier-Stark (voir figure 1.8) :

$$E_{b,m} = \bar{\epsilon}_b + m \times m_{Rbg} \frac{\lambda_{Verdi}}{2} = \bar{\epsilon}_b + m \times \hbar\omega_B \quad (1.3.17)$$

où $\bar{\epsilon}_b$ est l'énergie moyenne dans la bande de Bloch b . Chacun des niveaux d'énergie dans un puits m du réseau est séparé du niveau d'énergie dans le puits voisin par l'incrément d'énergie potentielle de pesanteur entre ces deux puits. On retrouve la fréquence de Bloch $\nu_B = \omega_B/2\pi$ dans notre système :

$$h.\nu_B = m_{Rbg} \frac{\lambda_{Verdi}}{2} \sim 568,5\text{Hz} \quad (1.3.18)$$

Les fonctions d'ondes des états de Wannier-Stark se trouvent localisées sur un nombre fini de puits. Du fait du rapport entre le potentiel induit par le réseau et le potentiel de pesanteur dans l'équation 1.3.13, la localisation des états de Wannier-Stark dépend de la profondeur du réseau, deux exemples sont donnés sur la Figure 1.9 pour des profondeurs de $U_{reseau} = 10 E_R$ à gauche et de $U_{reseau} = 3 E_R$ à droite. On remarque que, pour une profondeur plus faible, l'état de Wannier-Stark s'étend sur un plus grand nombre de puits, et que cette délocalisation n'est pas symétrique ; ceci est dû à l'action de g .

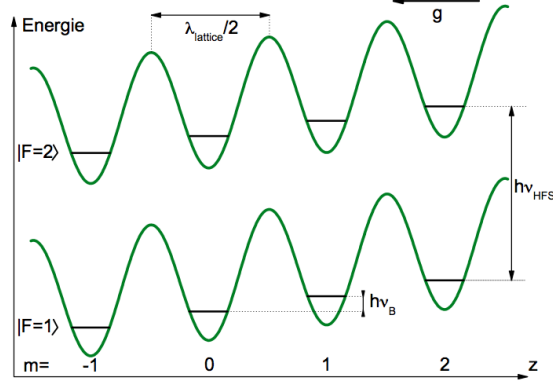


Figure 1.8 : Échelle de niveaux d'énergie dite de Wannier-Stark, où chacun des niveaux d'énergie dans un puits m du réseau est séparé de celui de son voisin par l'incrément d'énergie potentielle de pesanteur entre ces deux puits défini par la fréquence de Bloch ν_B . Les deux niveaux hyperfins $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$ de l'état fondamental du ^{87}Rb suivent cette échelle de Wannier-Stark.

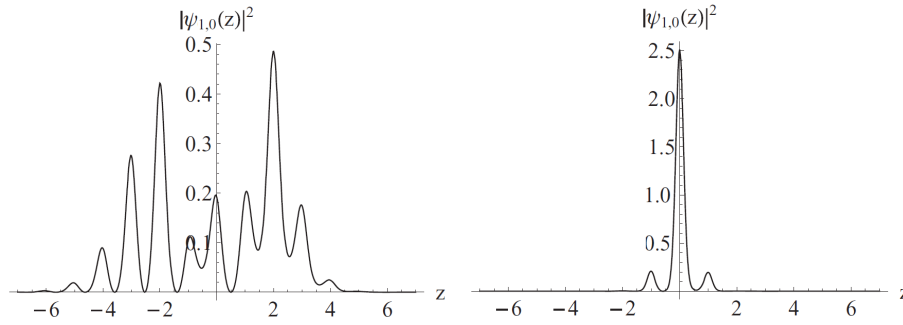


Figure 1.9 : États de Wannier-Stark pour deux profondeurs du réseau, représentés par la norme du carré de la fonction d'onde en fonction de la position dans le réseau (en unité m de puits du réseau, centré sur un puits $m = 0$ quelconque). À gauche : pour $U_{\text{reseau}} = 10 E_R$, à droite : pour $U_{\text{reseau}} = 3 E_R$, où l'énergie de recul est définie par $E_R = \hbar^2 k_{\text{Verdi}}^2 / (2m_{\text{Rb}}) = h \times 8,1 \text{ kHz}$. Figures extraites de [Messina et al., 2011]

1.3.4 Couplages entre les puits

Dans l'expérience FORCA-G, contrairement à l'expérience du LENS, l'atome utilisé est le ^{87}Rb et les transitions des atomes de puits en puits ne sont pas induites par une modulation du potentiel de piégeage, mais par des impulsions Raman. En effet, le but final de l'expérience est de mesurer la différence de potentiel existant entre différents puits du réseau, et l'expérience du LENS observe un élargissement du nuage d'atomes qui s'étale sur de nombreux puits du réseau, tous séparés en énergie de $h \times \nu_B$. Cette méthode ne peut pas s'appliquer directement lorsque les atomes seront près d'une surface car la valeur de

la fréquence de Bloch va dépendre du puits considéré, et il y aura donc une inhomogénéité selon la taille du nuage.

Pour réaliser le couplage intra-bande de Bloch des atomes (les atomes sont tous piégés dans la bande de Bloch fondamentale), nous allons utiliser des faisceaux Raman, comme décrit dans la partie 1.2.3. Ces faisceaux sont alignés avec le réseau optique : les deux vecteurs d'onde \mathbf{k}_1 et \mathbf{k}_2 sont alignés avec la verticale. La condition de résonance donnée par 1.2.2 se traduit ici par :

$$\omega_{Ram} = \omega_1 - \omega_2 = \omega_{HFS} + \Delta m \times 2\pi\nu_B \quad (1.3.19)$$

où on appelle ω_{Ram} le désaccord Raman $\omega_{HFS} = 2\pi \times \nu_{HFS}$ et $\nu_{HFS} = 6,834\text{GHz}$ est la fréquence de transition hyperfine des atomes de ^{87}Rb et Δm correspond au nombre de puits dont on veut déplacer les atomes.

Cependant, les atomes ne sont pas en chute libre, mais piégés dans un réseau. Le transfert d'impulsion Raman ne s'effectue pas de la même manière que pour les gravimètres à atomes en chute libre. Les atomes restant piégés, la transition Raman change leur état externe sans changer leur état d'impulsion. Pour retrouver la conservation de l'impulsion, il ne faut plus considérer uniquement les atomes, mais l'ensemble {atomes + réseau}. L'hamiltonien du système est donc modifié par rapport à celui des atomes en chute libre. L'équation de Schrödinger dépendante du temps est différente (il faut rajouter l'hamiltonien 1.3.13). Ces calculs ont été décrits dans les thèses de S. Pélisson [Pélisson, 2012] B. Pelle [Pelle, 2013] ainsi que dans l'article [Pélisson et al., 2012]. Il en résulte que la fréquence de Rabi qui définit la force du couplage, donnée dans le cas d'atomes en chute libre par l'équation 1.2.6 est modifiée :

$$\Omega_{\Delta m} = \Omega_{eg} \left\langle WS_{b,m} | e^{-ik_{eff}z} | WS_{b,m+\Delta m} \right\rangle \quad (1.3.20)$$

où Ω_{eg} correspond à Ω_{eff} de l'équation 1.2.6, c'est-à-dire à la fréquence de Rabi des atomes en chute libre. On voit apparaître dans $\Omega_{\Delta m}$ un élément de matrice, correspondant au couplage des atomes dans un puits m vers le puits $m + \Delta m$. Le couplage fait intervenir la phase spatiale du champ laser Raman, et donc k_{eff} le vecteur d'onde effectif des Raman. Si les faisceaux Raman sont dans une configuration copropageante, alors $k_{eff} = k_{mw} \sim 0$. Dans ce cas, l'exponentielle dans l'élément de matrice correspond à la matrice identité, et on se retrouve avec le produit scalaire de deux états de Wannier-Stark de deux puits différents. Or ces états sont orthogonaux, et, si $\Delta m \neq 0$, le couplage est nul.

Si les faisceaux Raman sont dans une configuration contrapropageante, alors le vecteur d'onde effectif k_{eff} est non nul, l'élément de matrice est en général non nul, et le couplage existe. L'amplitude de cet élément de matrice est lié au recouvrement spatial des fonctions d'onde dans un puits m et situé dans un puits $m + \Delta m$. L'impulsion des lasers Raman va permettre d'induire une transition des atomes par effet tunnel, mais sans transférer directement l'impulsion aux atomes. Le vecteur d'onde effectif k_{eff} est absorbé par le réseau.

Le couplage va donc dépendre de la longueur d'onde λ_{Verdi} du laser créant le réseau et de la profondeur du réseau qui définit l'étalement des fonctions d'onde. Dans notre cas, la profondeur du réseau est basse, la profondeur maximale que nous pouvons atteindre est $6 E_R$ où $E_R = \hbar k_{Verdi}^2 / (2m_{Rb})$ est l'énergie de recul. Ces points ont déjà été traités dans la thèse de B. Pelle [Pelle, 2013]. On trouve que le couplage, notamment vers des puits lointains, est meilleur si k_{eff} est proche de k_{Verdi} . C'est-à-dire $\lambda_{Verdi} \sim \lambda_{Raman}/2$. C'est pour cela que, pour des faisceaux Raman longueur d'onde $\lambda_{Raman} \simeq 780$ nm, nous avons choisi un réseau créé par un laser à 532 nm. Dans cette configuration, le calcul du couplage d'un puits vers les différents puits voisins a été effectué par l'équipe théorique de FORCA-G [Péligon et al., 2012]. L'évolution des différents couplages inter-puits en fonction de la profondeur du réseau est représenté sur la Figure 1.10.

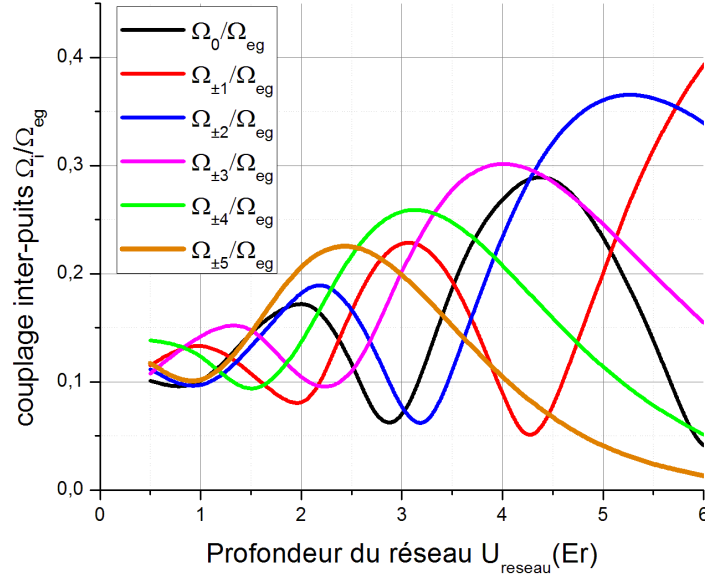


Figure 1.10 : Calcul des couplages dans la bande de Bloch fondamentale pour $\lambda_{Raman} = 780$ nm et $\lambda_{Verdi} = 532$ nm en fonction de la profondeur du réseau U_{reseau} et de différentes séparations inter-puits Δm

Les couplages vers les puits $+$ et $- \Delta m$ sont identiques, il est donc aussi facile de coupler les puits en montant qu'en descendant. On pourrait aussi penser qu'il est plus « facile » de déplacer les atomes d'un seul puits que de deux ou plus, et donc que $\Omega_{\Delta m=\pm 1} > \Omega_{\Delta m=\pm 2}$. Or on remarque sur la Figure 1.10 que, dépendant de la profondeur, ce n'est pas forcément le cas : les couplages n'évoluent pas de façon monotone avec la profondeur du réseau, mais qu'il y a des « rebonds ». Il existe en particulier des maxima locaux de couplage. Pour

certaines profondeurs, l'amplitude d'un couplage pour un Δm donné dépendra moins de la profondeur, ce qui s'avérera très important pour la suite. On remarque enfin, que si on veut un couplage avec un Δm élevé efficace, alors il faut diminuer la profondeur du réseau. Au contraire, si on veut coupler deux puits proches $\Delta m = \pm 1$ ou ± 2 , il faut se placer à plus grande profondeur. Ceci est dû au fait que la localisation des fonctions d'onde dépend de la profondeur (et donc l'intégrale de recouvrement) comme on le voit sur la Figure 1.9.

Bien sur, un couplage ne sera efficace, que si la différence de fréquence des faisceaux Raman correspond à la différence d'énergie entre les états couplés $2\pi \times \nu_{Ram} = \omega_{Ram} = \omega_{HFS} + \Delta m \times \nu_B$. Il faut donc pour chaque transition fixer le désaccord ω_{Ram} et la profondeur du réseau U_{reseau} et choisir la durée et la puissance de l'impulsion Raman de façon à réaliser une impulsion π ou $\frac{\pi}{2}$.

Nous avons maintenant tous les outils théoriques nécessaires à la compréhension de notre expérience. Des premiers résultats ont déjà été obtenus, je vais les rappeler dans la section suivante.

1.4 PREMIERS RÉSULTATS

Le projet FORCA-G a commencé en 2010, suite à une proposition théorique de 2009 [Pereira Dos Santos *et al.*, 2009]. Une première version du dispositif expérimental a été monté, et nous avons obtenu des premiers résultats, auxquels j'ai en partie contribué, qui ont fait l'objet de quatre articles [Beaufils *et al.*, 2011], [Tackmann *et al.*, 2011], [Pelle *et al.*, 2013], [Zhou *et al.*, 2013] et de plusieurs thèses [Péllisson, 2012], [Pelle, 2013], [Tackmann, 2013].

Une première version de l'expérience a été montée, et nous avons obtenu des résultats préliminaires qui vont être rappelés dans la suite. Je vais commencer par décrire le dispositif expérimental en lui même, ainsi que les différents lasers utilisés, expliquer le déroulement d'une séquence expérimentale et les différents schémas d'interrogation possibles et je vais enfin rappeler plus précisément les différentes caractérisations et études que nous avons menées.

1.4.1 Dispositif expérimental

La première version du dispositif expérimental est entièrement décrite dans la thèse de B. Pelle [Pelle, 2013]. Je vais très brièvement en rappeler les caractéristiques.

1.4.1.1 Génération d'atomes froids

Pour cette première version de l'expérience, nous avons réutilisé une ancienne enceinte à vide, qui était disponible au démarrage du projet, permettant de réaliser les premiers tests. Cette enceinte possède deux hublots sur l'axe vertical, permettant de faire passer le réseau, et plusieurs accès horizontaux permettant de laisser passer les lasers de refroidissement. Cette enceinte à vide est entourée par un blindage magnétique. Entre l'enceinte et le blindage se trouvent plusieurs jeux de bobines :

- Des bobines de compensation de champ permettent d'annuler complètement le champ magnétique terrestre.
- Des bobines permettant un gradient de champ magnétique pendant la phase de refroidissement des atomes. (bobines de PMO 3D).
- Des bobines de permettent de créer un champ magnétique de quantification, dit champ de biais permettant la levée de dégénérescence des sous niveaux Zeeman de chacun des deux niveaux hyperfins du ^{87}Rb .

Nous générons des atomes froids avec lesquels nous allons charger le réseau à l'aide d'un Piège Magnéto-Optique 3D (PMO-3D). Pour charger ce PMO-3D, nous utilisons un Piège Magnéto-Optique 2D (PMO-2D) [Dieckmann *et al.*, 1998] qui est lui même chargé à l'aide d'une vapeur de ^{87}Rb provenant d'un échantillon liquide de ^{87}Rb chauffé. En fin de refroidissement, les atomes se trouvent tous dans l'état « excité » $|5s^2, S_{1/2}, F = 2\rangle$ (que l'on désignera par la suite $|F = 2\rangle$) et dans tous les états Zeeman possibles. Ces atomes sont ensuite préparés dans l'état fondamental $|5s^2, S_{1/2}, F = 1, m_F = 0\rangle$ (nommé par la suite $|F = 1\rangle$) par dépompage suivi d'une phase de pompage optique. Les caractéristiques des lasers utilisés pour réaliser le refroidissement seront développées dans le paragraphe 1.4.1.2.

Les atomes sont ensuite piégés dans le réseau, interrogés, et enfin détectés. Pour la détection des atomes, on tire partie de l'étiquetage du niveau interne et externe des atomes grâce aux transitions Raman :

La détection des atomes se fait par fluorescence par temps de vol. On éteint les lasers de piégeage, et on laisse tomber les atomes dans une zone de détection qui est composée de trois nappes de lumières. La première nappe est à résonance avec les atomes dans $|F = 2\rangle$, les atomes excités se désexcitent en émettant des photons qui sont collectés, et produisent notre signal. Ces atomes sont ensuite poussés. Vient ensuite une nappe de faisceau « repompeur » qui transfère les atomes restants ($|F = 1\rangle$) vers l'état $|F = 2\rangle$. Enfin une troisième nappe à résonance permet d'exciter ces atomes, et on récupère leur fluorescence. On peut donc mesurer les nombres d'atomes N_1 dans $|F = 1\rangle$ et N_2 dans $|F = 2\rangle$ et en déduire la probabilité de transition vers l'état excité P_e :

$$P_e = \frac{N_2}{N_1 + N_2} \quad (1.4.1)$$

1.4.1.2 Sources lasers utilisées

Dans cette expériences, nous utilisons différentes sources lasers, qui vont être présentées ici.

Pour les lasers de préparation et les lasers Raman, nous utilisons deux Diodes Laser en Cavité Étendue (DLCE) [Baillard *et al.*, 2006]. Ces diodes laser sont fabriquées au laboratoire : à partir d'une diode laser EAGLEYARD ou SHARP, on monte une cavité de 10 cm permettant de réduire sa largeur spectrale (~ 150 kHz en FWHM) et munie d'un filtre interférentiel permettant d'accorder le laser. Ces diodes sont asservies en température et en courant, et le miroir de sortie de la cavité est monté sur une céramique piézo-électrique (piézo). Ces diodes sont très robustes, et elles sont facilement accordables, car il suffit de changer la consigne de tension du piézo pour modifier la longueur de la cavité et donc la longueur d'onde du laser.

Toutes les DLCE sont installées sur un banc annexe, non connecté à la table optique principale, et les faisceaux sont amenés au niveau de l'enceinte à vide par des fibres optiques.

Lasers de préparation :

Pour refroidir les atomes, nous utilisons des PMO-2D et 3D. Nous avons donc besoin d'un laser dit « refroidisseur » et d'un laser dit « repompeur ». Les longueurs d'ondes auxquelles sont asservis les deux lasers sont montrés sur la Figure 1.11. Le laser « refroidisseur » est accordé sur la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |5p^2, P_{3/2}, F' = 3\rangle$. On nommera les niveaux hyperfins de l'état excité $|F'\rangle$. Le laser « repompeur » est accordé sur la transition $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$. La diode laser « repompeur » est le laser maître : une partie du faisceau est prélevé, et envoyé dans un dispositif d'absorption saturée. Ce laser est asservi sur la raie $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 1\rangle$ qui est la plus intense en spectroscopie de transfert de modulation utilisée ici. Nous utilisons des Modulateurs Acousto Optiques (MAO) fonctionnant à 80 MHz pour réaccorder le faisceau allant sur les atomes sur la bonne transition. Une partie du faisceau repompeur est prélevée, pour servir aux asservissements des autres lasers, tels que le laser « refroidisseur » et un des lasers Raman. Ces asservissements sont réalisés à partir d'un battement optique. Ce battement est amplifié et mélangé avec un oscillateur local à 7GHz, on obtient un signal radio-fréquence, transformé via un convertisseur fréquence-tension et peut être comparé à des tensions de consignes délivrées par les cartes d'acquisition de l'ordinateur. On rétroagit directement sur les tensions de consigne des piézo et des courants des lasers pour changer la fréquence du laser.

Les diodes lasers sont capables de délivrer au plus 50 mW de puissance, ce qui est suffisant pour le laser « repompeur », mais trop peu pour le laser refroidisseur. Celui ci est envoyé dans un amplificateur optique évasé (TA pour Tapered Amplifier) qui permet de récupérer

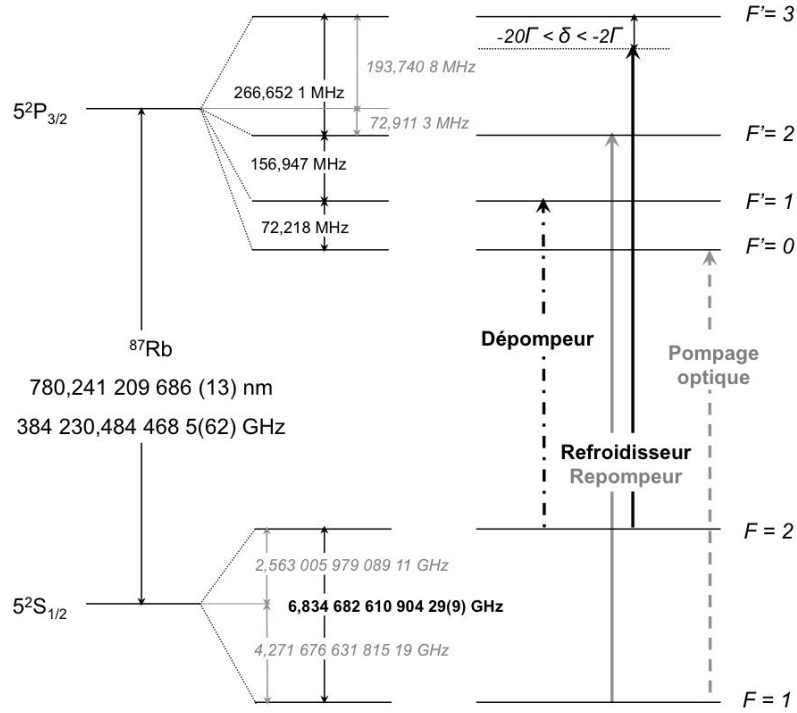


Figure 1.11 : Niveaux d'énergie du ^{87}Rb et transitions utilisées pour le refroidissement laser et la préparation de l'échantillon atomique.

~ 500 mW de puissance utilisable. Ces deux faisceaux laser sont ensuite combinés puis envoyés vers des fibres optiques : 3 fibres pour le PMO-2D et une fibre pour le PMO-3D, qui sera ensuite re-séparée dans un séparateur de faisceaux commercial Shäfter+Kirchhoff. Une partie du faisceau repompeur est prélevée, elle sert d'une part à réaliser les asservissements et d'autre part à produire le faisceau de repompeur de la détection et le faisceau de pompage optique.

La fréquence du faisceau de pompage optique est modifiée par des MAO pour être à résonance avec la transition $|5s^2, S_{1/2}, F=1\rangle \rightarrow |5p^2, P_{3/2}, F'=0\rangle$. La polarisation de ce faisceau est choisie linéaire horizontale, de manière à être orthogonale au champ de quantification des sous niveaux Zeeman, et de se décomposer en polarisation σ_+ et σ_- , de ne pas avoir de polarisation π et que l'état $|F=1, m_F=0\rangle$ soit un état noir.

Une partie du faisceau « refroidisseur » est prélevée, pour créer le faisceau de détection accordé sur $|5s^2, S_{1/2}, F=1\rangle \rightarrow |5p^2, P_{3/2}, F'=2\rangle$ et de depompeur accordé sur $|5s^2, S_{1/2}, F=2\rangle \rightarrow |5p^2, P_{3/2}, F'=1\rangle$ qui ramène les atomes dans l'état $|5s^2, S_{1/2}, F=1\rangle$ après la fin du refroidissement.

Tous ces faisceaux sont amenés à l'enceinte à vide par des fibres optiques à maintien de polarisation, afin de limiter au plus les fluctuations de polarisation (qui induisent des fluctuations du nombre d'atomes préparés). Les fibres de détection et de repompeur de la détection sont amenés dans un dispositif optique qui produit les trois nappes mentionnées plus haut. Ces nappes sont rétro réfléchies. Le bas de la première nappe n'est pas réfléchi, permettant de pousser les atomes dans $|F = 2\rangle$ après qu'il aient fluorescé. La puissance du laser de détection est asservie grâce à une photodiode située derrière le miroir de rétro réflexion qui laisse passer 1% des faisceaux. La tension en sortie de la photodiode est comparée à un signal de consigne, et on rétroagit sur la consigne de diffraction d'un MAO placé devant la fibre de la détection, qui envoie plus ou moins de puissance laser dans la fibre, pour asservir la puissance des faisceaux de détection au niveau des atomes

Lasers de piégeage :

Confinement longitudinal :

Le réseau optique vertical est créé par la rétro réflexion d'un laser Verdi 12 W, de longueur d'onde $\lambda_{Verdi}=532$ nm rétro réfléché sur lui même. La puissance totale vue par les atomes est de 8 W, et le rayon à $1/e^2$ w_{Verdi} vaut environ 700 μm . Le col du faisceau est placé au niveau du miroir de rétro réflexion de l'onde stationnaire, afin de garantir une bonne superposition du faisceau à l'aller et au retour.

Ce laser est désaccordé dans le bleu de la transition atomique et les atomes sont donc piégés aux nœuds de l'onde, dans des sortes de « pancakes ». Un dispositif d'absorption saturée utilisant une cellule de diode I_2 permet d'asservir le laser, qui est ajustable en longueur d'onde. Nous asservissons le laser sur la raie hyperfine $a1$ de la raie 1116 P(52)32-0 qui a une largeur de 10 MHz. Les fluctuations résiduelles sont de l'ordre de la largeur de la raie, et nous pouvons donc déterminer la longueur d'onde du réseau à mieux que 2×10^{-8} en relatif.

Confinement transverse :

Les atomes sont confinés longitudinalement mais pas transversalement, et après quelques dizaines de ms de piégeage, ils s'échappent par les bords du piège. Il faut donc rajouter un laser de confinement transverse pour maintenir les atomes au centre du réseau. Nous utilisons un laser Yb fibré ayant une longueur d'onde $\lambda_{transv}=1064$ nm (laser IR). La puissance maximale que ce laser peut délivrer est de 20 W, mais il est utilisé nominalelement avec une puissance d'environ 2W. Son rayon à $1/e^2$ vaut 190 μm . Ce laser n'est pas rétro réfléché, il est amené sur les atomes par le haut de l'expérience et traverse le miroir de rétro réflexion du réseau. Ce choix a été fait afin d'éviter toute onde stationnaire parasite. Il est aligné avec le laser créant le réseau, et son col est idéalement positionné au niveau des atomes, de manière à ne pas créer de gradient d'intensité laser le long de l'axe longitudinal, et donc de ne pas créer de force dipolaire parasite (comme expliqué dans la partie 1.3.1). La Figure 1.12 est un schéma expliquant l'agencement de tous les lasers.

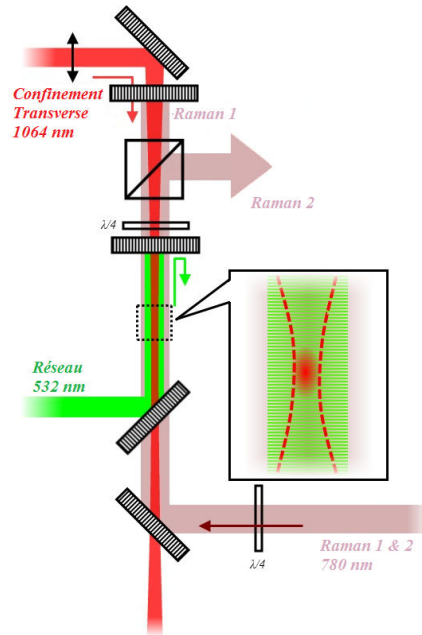


Figure 1.12 : Schéma représentant l'agencement de tous les lasers de piégeage et d'interrogation. Schéma tiré de [Pelle, 2013].

Lasers d'interrogation :

Les lasers utilisés pour créer les faisceaux Raman sont deux DLCE. Le laser appelé Raman 2 est asservi sur le laser maître avec un désaccord appelé Δ dans la partie 1.2.3. Son choix est expliqué dans la section 1.4.1.3. Les faisceaux Raman 1 et Raman 2 sont asservis en phase l'un sur l'autre. Ils sont amenés sur la table optique principale avec des polarisations croisées, sont combinés, et agrandis en passant par un télescope de manière à obtenir un faisceau collimaté ayant un rayon à $1/e^2$ de 2,5 mm. Ces deux faisceaux passent ensuite par une lame $\lambda/4$ afin d'obtenir deux polarisations σ_+ et σ_- au niveau des atomes. En sortie d'enceinte à vide, les faisceaux repassent par une $\lambda/4$, et Raman 2 est ensuite filtré par un cube séparateur de polarisation pendant que Raman 1 est rétro-réfléchi vers les atomes.

L'utilisation de plusieurs longueurs d'ondes différentes et la nécessité de superposer tous ces lasers impose l'utilisation de miroirs dichroïques, voir même « trichroïques » ; en effet, le laser de rétro-réflexion du réseau doit réfléchir le mieux possible le 532 nm à 0° , tout en laissant passer le 780 nm et le 1064 nm. Le miroir de rétro-réflexion du Raman doit lui réfléchir à 780 nm et transmettre à 1064 nm. Le miroir du bas qui amène le laser du réseau doit réfléchir le 532 nm à 45° , et laisser passer le 780 et le 1064 nm.

Tous ces lasers ne doivent pas être allumés en même temps. Pour les contrôler, nous utilisons soit des MAO soit des obturateurs mécaniques (appelés « clic-clac »).

1.4.1.3 Compensation de différents déplacements lumineux

Les différents faisceaux lasers utilisés pour piéger et interroger les atomes vont induire un déplacement lumineux (AC Stark shift en anglais) et décaler les deux niveaux hyperfins du ^{87}Rb . La différence de ces deux déplacements lumineux créés s'appelle le déplacement lumineux différentiel. Toute fluctuation de fréquence ou de puissance de ces faisceaux entraîne une fluctuation de ce déplacement lumineux, et donc une fluctuation de la fréquence hyperfine ν_{HFS} . Pour réduire ces fluctuations, nous avons essayé d'annuler ces déplacements lumineux.

Chacun des deux lasers Raman induisent des déplacements lumineux sur chacun des niveaux hyperfins. Ces calculs sont consignés dans l'annexe C. On peut annuler le déplacement lumineux différentiel des faisceaux Raman, si on choisit un désaccord Δ inférieur au désaccord hyperfin, comme indiqué sur la Figure 1.13 et que l'on ajuste le rapport d'intensité des deux faisceaux Raman, comme on peut le voir sur la Figure C.2 de l'annexe C. Le désaccord que nous avons choisi est de $\Delta=3,4$ GHz dans la première version de l'expérience.

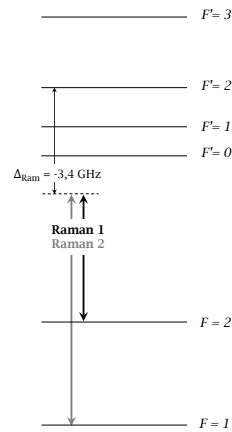


Figure 1.13 : Schéma des fréquences des lasers Raman. Tiré de [Pelle, 2013].

Le réseau étant désaccordé dans le bleu (cf partie 1.3.1), les atomes sont confinés aux nœuds du champ, où ils voient une intensité lumineuse nulle. Le déplacement lumineux de ce laser est considéré comme négligeable.

Le laser de piégeage transverse est très désaccordé dans le rouge par rapport aux transitions du ^{87}Rb mais induit tout de même sur les atomes un déplacement lumineux différentiel de plusieurs Hz (entre 3 et 6 selon la puissance utilisée). Pour compenser ce déplacement lumineux, on superpose au faisceau laser IR un faisceau beaucoup plus proche de résonance, dont le désaccord est inférieur au désaccord hyperfin, et induisant un déplacement lumineux différentiel négatif (cf Figure C.2 de l'annexe C). Pour ce faire, on utilise une partie du laser Raman 2. Il faut une puissance très faible (~ 10 nW) pour compenser le déplacement lumineux différentiel du laser de piégeage transverse. On appelle ce faisceau le faisceau Compensateur de Déplacement Lumineux (CDL).

Les différentes sources induisant un déplacement de la fréquence hyperfine sont résumés dans le tableau 1.1.

1.4.2 Séquence expérimentale

Dans cette partie, je vais décrire les différents types de mesures que nous pouvons réaliser à l'aide de notre dispositif. Je vais notamment définir un type de séquence de mesure typique, puis les différents types de mesures de la fréquence de Bloch ν_B que nous pouvons réaliser.

1.4.2.1 Séquence de mesure

Cette expérience fonctionne en mode séquentiel : pour réaliser une mesure, on répète plusieurs fois un cycle au cours duquel les atomes sont refroidis, piégés, interrogés et détectés, en changeant éventuellement d'un cycle à l'autre des paramètres. On commence à chaque fois par refroidir environ 10^7 atomes de ^{87}Rb à $2 \mu\text{K}$ à l'aide d'une phase de PMO-2D et 3D désaccordés de 2Γ de $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ pendant 500ms et d'une phase de mélasse, où on coupe le champ magnétique du PMO-3D, et on désaccorde les faisceaux à -5Γ pendant 40 ms puis -20Γ pendant quelques ms. En fin de PMO, les atomes sont dans $|F = 2\rangle$, car on éteint le repompeur un peu après avoir éteint le faisceau refroidisseur.

Source	Décalage en fréquence	Fluctuations relatives
Piège dipolaire transverse	-4 Hz	< 1%
Faisceau de compensation	+4 Hz	1%
Réseau optique	+0.4 Hz	quelques %
Champ de quantification	+1.5 Hz	10^{-3}

Table 1.1 : Résumé des différentes sources induisant des déplacements de fréquence hyperfine et leurs fluctuations respectives. Tiré de [Pelle, 2013]

Dans le même temps, les faisceaux de piégeage sont allumés. On charge donc notre réseau et on prépare nos atomes dans l'état $|F = 1, m_F = 0\rangle$ à l'aide d'impulsions de dépompeur et de pompage optique. Le temps de vie des atomes dans le piège est d'environ 1 s. Nous pouvons alors appliquer plusieurs séquences d'interrogations, puis on éteint les lasers de piégeage, et on laisse tomber les atomes dans la zone de détection, où on mesure la probabilité de transition P_e définie dans l'équation 1.4.1.

Les paramètres que nous pouvons modifier lors d'une séquence d'interrogation sont :

- La profondeur du réseau et du confinement transverse
- Le désaccord Raman $\omega_{Ram} = 2\pi \times (\nu_1 - \nu_2)$
- La durée d'une impulsion Raman
- La puissance du laser lors d'une impulsion Raman
- Le nombre des impulsions Raman

Nous avons aussi une antenne micro-onde, qui nous permet d'utiliser des impulsions micro-onde à la place des impulsions Raman. Nous pouvons ajuster les mêmes paramètres (fréquence, puissance, durée, nombre d'impulsions).

1.4.2.2 Types d'interrogations

Lors de la séquence d'interrogation, nous allons chercher à réaliser une mesure de ν_B . Il y a plusieurs manières de réaliser cette mesure, qui vont être listées ici :

Spectroscopie Raman :

La mesure la plus simple à réaliser est d'appliquer une simple impulsion Raman. Sa durée et sa puissance vont être ajustés de manière à ne pas dépasser une impulsion π pour l'ensemble des transitions Δm possibles. Lorsqu'on balaie la différence de fréquence de fréquence entre les deux faisceaux Raman $\nu_{Ram} = \omega_{Ram}/2\pi = \nu_1 - \nu_2$, on voit apparaître des pics sur la probabilité de transition P_e à chaque multiple de ν_B . On peut donc choisir une transition Δm et appliquer une impulsion π ayant une faible fréquence de Rabi pour avoir une bonne résolution en fréquence et suivre la position du centre du pic (expliqué dans la partie 1.4.3.2).

La hauteur relative des pics de P_e est liée à la profondeur du réseau, ce qu'on peut observer sur la Figure 1.14. En effet, pour une puissance et une durée d'impulsion Raman donnée, les fréquences de Rabi des différentes transitions possibles sont différentes.

Dans notre expérience, il est important de ne pas adresser une transition avec une fréquence de Rabi supérieure à la fréquence de Bloch, car dans ce cas là, on ne couple plus uniquement les atomes d'un puits à un autre puits, mais les atomes d'un puits vers une superposition de puits, ce qui crée un interféromètre à ondes multiples (que nous avons

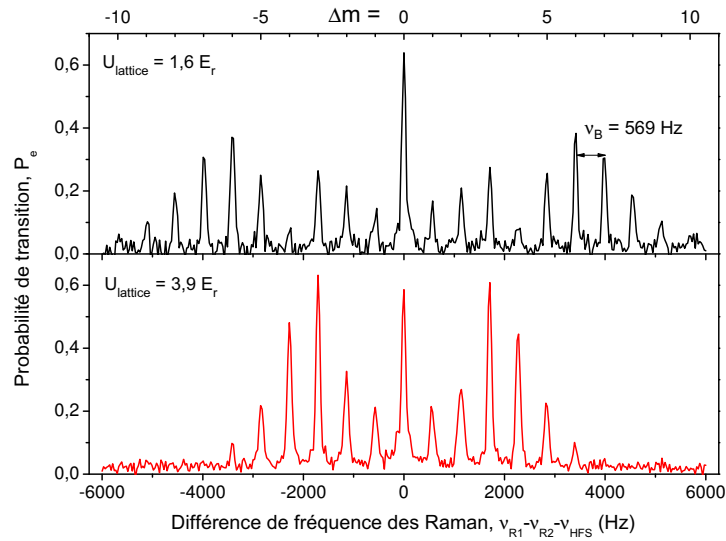


Figure 1.14 : Probabilité de transition P_e lors d'une transition Raman en fonction du désaccord ν_{Ram} , recentré sur ν_{HFS} . Les résonances des états de Wannier Stark sont séparées de ν_B . Les hauteurs relatives entre les différents pics nous renseignent sur la profondeur du réseau. Tiré de [Pelle, 2013].

étudié par ailleurs, et qui a fait l'objet de l'article [Zhou et al., 2013]).

Interféromètre Ramsey-Raman :

Afin de procéder à une mesure a priori plus précise, nous allons, non pas appliquer une impulsion π , mais réaliser un interféromètre à l'aide de deux impulsions $\pi/2$ séparées d'un temps T_{Ramsey} , comme expliqué sur la Figure 1.15. Nous avons montré dans [Pelle et al., 2013] que nous pouvons effectivement mettre les atomes dans une superposition cohérente dans deux puits différents.

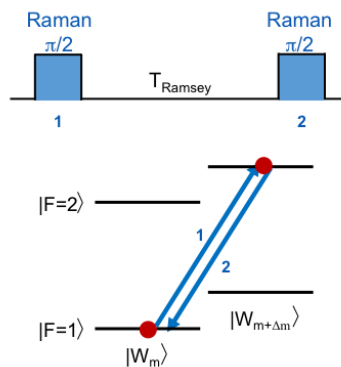


Figure 1.15 : Schéma de principe de l'interféromètre Ramsey-Raman.

On peut, comme expliqué dans la partie 1.2.3, calculer le déphasage de l'interféromètre $\Delta\Phi_{RamRam}$, en fonction des paramètres de l'interféromètre.

$$\Delta\Phi_{RamRam} = \phi_{Ram}(0) - \phi_{Ram}(T_{Ramsey}) \quad (1.4.2)$$

où on introduit la phase associée aux impulsions Raman au voisinage d'une transition Δm .

$$\phi_{Ram}(t) = (\omega_{Ram} - \omega_{HFS} - \Delta m \cdot \omega_B)t \quad (1.4.3)$$

On peut donc en déduire $\Delta\Phi_{RamRam}$:

$$\Delta\Phi_{RamRam} = (\omega_{Ram} - \omega_{HFS} - \Delta m \cdot \omega_B)T_{Ramsey} \quad (1.4.4)$$

Dans ce cas, lorsqu'on balaie le désaccord Raman ω_{Ram} , on retrouve l'enveloppe de Rabi liée aux différentes séparations Δm , et à l'intérieur de chaque enveloppe, apparaissent des franges dites franges de Ramsey. L'interfrange est inversement proportionnel à T_{Ramsey} , alors que la largeur de l'enveloppe de Rabi est inversement proportionnelle à la durée des impulsions $\tau_{\pi/2}$. C'est ce qu'on observe expérimentalement, sur la Figure 1.16. Selon

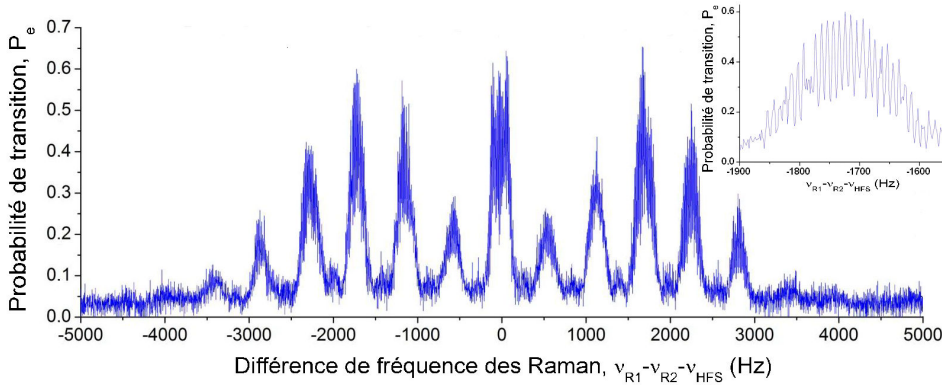


Figure 1.16 : Franges d'interférence d'un interféromètre Ramsey-Raman ayant pour paramètres $U_{reseau} = 3,5 E_R$, $\tau_{Ram} = 5$ ms et $T_{Ramsey} = 100$ ms. Tiré de [Pelle, 2013].

T_{Ramsey} , l'interfrange change et les franges se déplacent. Seule la frange centrale, pour $\Delta\Phi_{RamRam} = 0$ ne se déplace pas. Ainsi en effectuant plusieurs balayages pour des temps d'interféromètre T_{Ramsey} différents, on va observer différents jeux de franges ayant des interfranges différents, mais la fréquence de la frange centrale de chacun des interféromètres sera la même. C'est ce qui nous permet de déterminer sa position.

On remarque aussi que le déphasage de l'interféromètre est sensible à la pulsation hyperfine $\omega_{HFS} = \nu_{HFS}/2\pi$. Si des fluctuations de déplacements lumineux font fluctuer ν_{HFS} , alors la position de la frange centrale fluctuera aussi. Ceci est dû au fait que l'interféromètre n'est pas symétrique : la moitié de la fonction d'onde atomique reste dans l'état fondamental pendant que l'autre moitié est transférée dans l'état excité.

Interféromètre « accordéon » :

Afin de rendre la phase de l'interféromètre insensible à la fréquence d'horloge, nous avons réalisé un interféromètre symétrique qui, en plus, a l'avantage d'offrir une séparation atomique deux fois plus grande que précédemment. En raison de la forme de cet interféromètre, nous l'avons appelé « accordéon ». Cet interféromètre est composé d'une séquence hybride d'impulsions micro-onde et Raman, ce qui est décrit sur la Figure 1.17. Les impulsions micro-onde permettent uniquement de changer l'état interne des atomes, sans les déplacer. Nous aurions aussi pu utiliser des impulsions Raman, mais les impulsions micro-ondes sont plus efficaces, et permettent de gagner en temps de précession libre. Les atomes sont d'abord mis dans une superposition cohérente des états $|F=1\rangle$ et $|F=2\rangle$ à l'aide d'une impulsion $\pi/2$ micro-onde, puis, juste après, une impulsion π Raman transfère la moitié des fonctions d'onde atomiques de Δm puits vers le haut pendant que l'autre moitié est déplacée de $-\Delta m$ puits. On les laisse évoluer pendant un temps T , puis on inverse les états internes à l'aide d'une impulsion π micro-onde, on les laisse évoluer pendant $2T$, on ré-échange les états internes, on les laisse évoluer pendant T et on referme l'interféromètre à l'aide d'une impulsion Raman π et d'une impulsion micro-onde $\pi/2$. La phase de

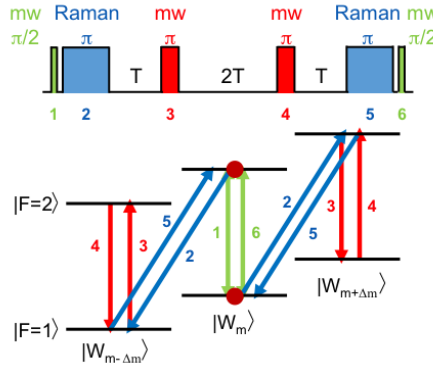


Figure 1.17 : Schéma de principe de l'interféromètre accordéon. Tiré de [Pelle, 2013].

l'interféromètre $\Delta\Phi_{Accord}$ se calcule :

$$\Delta\Phi_{Accord} = \phi_{MW}(0) - 2\phi_{Ram}(0) + 2\phi_{MW}(T) - 2\phi_{MW}(3T) + \phi_{Ram}(4T) - \phi_{MW}(4T) \quad (1.4.5)$$

Avec $\phi_{MW}(t)$ la phase de l'impulsion micro-onde à l'instant t donnée par :

$$\phi_{MW}(t) = (\omega_{MW} - \omega_{HFS})t \quad (1.4.6)$$

où on a introduit $\omega_{MW} = 2\pi\nu_{MW}$ la pulsation micro-onde. On obtient le déphasage de l'interféromètre accordéon $\Delta\Phi_{Accord}$:

$$\Delta\Phi_{Accord} = 2(\omega_{Ram} - \Delta m \cdot \omega_B - \omega_{MW})4.T \quad (1.4.7)$$

La fréquence hyperfine n'apparaît plus dans $\Delta\Phi_{Accord}$, ce qui signifie que cet interféromètre est insensible aux déplacements lumineux différentiels. Malgré tout, l'enveloppe de Rabi des franges est toujours centrée sur $\tilde{\nu}_{HFS} - \Delta m\nu_B$, où $\tilde{\nu}_{HFS}$ est la fréquence hyperfine affectée par les déplacements lumineux. Heureusement, on peut ajuster la fréquence micro-onde ν_{MW} pour placer la frange centrale au centre du profil d'excitation. On remarque un facteur 2 dans le déphasage de l'interféromètre par rapport à celui de l'interféromètre Ramsey-Raman donnée par 1.4.4. Ceci est dû au fait que la séparation des atomes est deux fois plus grande, menant à un interfrange et à une sensibilité deux fois plus grande. Pour cet interféromètre, la probabilité de transition sera centrée sur 0,5. Ceci est dû au fait que l'interféromètre est symétrique et que les paquets d'onde sont en permanence dans une superposition des deux états.

La sensibilité obtenue pour ces différents types de mesure est rappelée dans la partie 1.4.3.2.

1.4.3 Rappel des résultats obtenus

En 2010, le dispositif expérimental a commencé à être monté, ce qui nous a permis d'obtenir de premiers résultats, publiés en 2011 dans deux articles [Beaufils et al., 2011] et [Tackmann et al., 2011], où nous avons étudié la structure du réseau, et montré que nous étions capable de déplacer les atomes de puits en puits. Nous avons ensuite réalisé différents interféromètres, nous nous sommes surtout focalisés sur la sensibilité de nos différentes mesures, ces résultats ont été publiés dans [Pelle et al., 2013] et [Zhou et al., 2013]. Je vais rappeler les différentes mesures réalisées ici, qui ont déjà été consignées dans la thèse de B. Pelle [Pelle, 2013].

1.4.3.1 Oscillations de Rabi

Une fois l'expérience montée, les premières caractérisations que nous avons voulu réaliser ont été de vérifier qu'il était possible d'induire un couplage cohérent entre différents puits. Pour cela, nous avons réalisé des oscillations de Rabi.

Pour cela, il faut fixer la fréquence ν_{Ram} à $\nu_{HFS} + \Delta m$, fixer une puissance laser, faire varier la durée de l'impulsion Raman. Nous voyons sur la Figure 1.18 que les oscillations de Rabi ne sont pas parfaites, mais qu'une impulsion π peut tout de même transférer 70% des atomes vers l'état excité. On remarque aussi que l'efficacité du transfert diminue lorsque la fréquence de Rabi augmente. Nous avons toujours utilisé des impulsions π durant entre 50 et 200ms, soit Ω_{Rabi} entre 2,5 et 10 Hz, bien plus faible que la fréquence de Bloch qui vaut 568,5 Hz. L'imperfection des oscillations de Rabi provient très probablement des

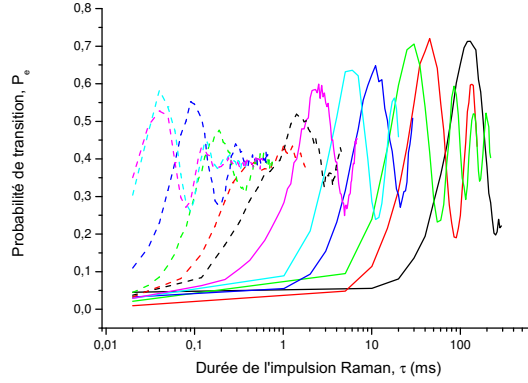


Figure 1.18 : Oscillations de Rabi pour différentes puissances des impulsions. $\Delta m = -2$, $U_{\text{reseau}} = 5 E_R$. Tiré de [Pelle, 2013].

inhomogénéités de déplacement lumineux différentiel des lasers Raman qui sera expliqué plus en détail dans la partie 3.1.1.

Nous avons aussi étudié l'évolution des couplages en fonction de la profondeur et pour différentes transitions Δm . Nous avons aussi étudié la répartition des atomes dans les différentes bandes de Bloch en induisant des couplages interbandes. Nous avons constaté que nous piégeons la majeure partie de nos atomes dans la bande fondamentale.

1.4.3.2 Études de sensibilités

Nous nous sommes ensuite focalisés sur la caractérisation de la sensibilité de notre dispositif, notamment à la mesure de la fréquence de Bloch ν_B . Pour cela, il nous faut répéter la mesure de ν_B , et effectuer cette mesure de la manière qui nous permet d'être le plus sensible possible.

Intégrations : principe

Nous avons déjà vu dans la partie 1.4.2.2 qu'il est possible de déterminer la position de la frange centrale en faisant varier le temps de précession libre de l'interféromètre. Une fois cette frange localisée, nous asservissons ν_{Ram} sur cette frange, à l'aide d'un intégrateur numérique. Pour cela, on mesure la probabilité de transition à mi-hauteur à droite puis à gauche de la frange centrale. On déduit ensuite de la différence des probabilités de transition entre ces deux mesures le signal d'erreur permettant d'asservir ν_{Ram} . Le fait de se placer à mi-frange permet de mesurer les points les plus sensibles, car le discriminant qui nous intéresse est la « pente » de la frange, et c'est à mi-frange qu'elle est la plus forte. On répète cette séquence de mesure. On nomme ce type de mesure une intégration.

Afin de caractériser ces fluctuations, on utilise l'écart type d'Allan, expliqué dans l'annexe A. C'est un outil statistique développé dans [Allan, 1966] permettant d'estimer l'incertitude statistique sur la mesure en fonction du temps de mesure. Si on est en présence d'un bruit blanc, alors l'écart type d'Allan doit décroître avec une pente en $1/\sqrt{T_{integ}}$ où T_{integ} est le temps d'intégration.

Spectroscopie Raman :

Nous avons réalisé le suivi d'un pic fin de spectroscopie Raman, pour $\Delta m = \pm 3$. On observe les fluctuations temporelles des fréquences sur la Figure 1.19. On remarque que le bruit de

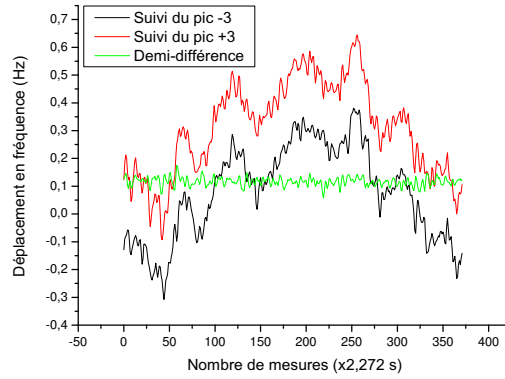


Figure 1.19 : Suivi des fluctuations temporelles de fréquence des deux pics de spectroscopie Raman $\Delta m = \pm 3$. Paramètres : $U_{reseau} = 4 E_R$ et $\tau_{Ram} = 1,4$ s pour une impulsion π . Tiré de [Pelle, 2013].

fréquence de chacune des transitions + et - 3 n'est pas blanc, et est grand (1Hz sur 1705 Hz), mais que le pic correspondant à la transition +3 se déplace de la même manière que le pic correspondant à la transition -3, ce qui signifie que c'est la fréquence hyperfine qui fluctue. Ces fluctuations sont assez bien corrélées avec les fluctuations de température de la salle d'expérience, dues au fonctionnement du système de climatisation qui fonctionne par cycle. On peut s'affranchir de ses fluctuations en calculant la demi-différence de ces deux fréquences. qui est égale à $3 \times \nu_B$. Les fluctuations résiduelles de la demi-différence sont d'environ 80 mHz. La demi-différence s'intègre comme un bruit blanc, ce qu'on peut observer Figure 1.20. Il est important de noter que la sensibilité court terme de l'écart type d'Allan est filtrée par la constante de temps de l'intégrateur numérique. Il faut alors extrapoler la sensibilité à 1s à partir de la droite en $1/\sqrt{T_{integ}}$. Ainsi, la sensibilité courte terme vaut $\sigma_{\delta\nu}/(3\nu_B) = 2,5 \times 10^{-5}$ en relatif avec une stabilité qui nous permet d'intégrer temporellement la mesure pendant 400 s. On obtient sur cette mesure une sensibilité finale de $\sigma_{\delta\nu}/(3\nu_B) = 1,25 \times 10^{-6}$ en 400 s.

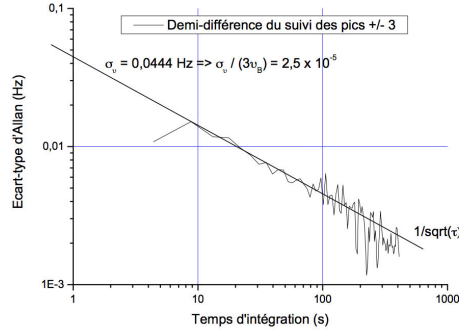


Figure 1.20 : Écart type d'Allan des fluctuations temporelles de la demi-différence d'une mesure de spectroscopie fine Raman, ayant pour paramètres $U_{reseau} = 4 E_R$ et $\tau_{Ram} = 1,4$ s pour une impulsion π . La mesure s'intègre comme un bruit blanc en $1/\sqrt{T_{integ}}$ où T_{integ} est le temps d'intégration. Tiré de [Pelle, 2013].

Interféromètre Ramsey Raman :

Nous avons ensuite réalisé différents suivis de frange d'interféromètre Ramsey-Raman. La meilleure résolution que nous avons obtenue est donnée par un interféromètre sur les transitions $m = \pm 7$ à une profondeur de $U_{reseau} = 1,6 E_R$. Ce que l'on peut observer sur la Figure 1.21. On remarque encore une fois, que la frange centrale de la transition $\delta m = +7$

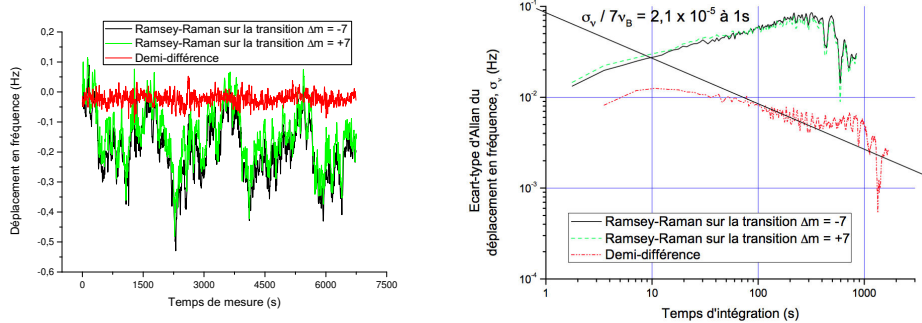


Figure 1.21 : Fluctuation temporelle et écart type d'Allan d'un suivi de frange d'interféromètre Ramsey Raman ayant pour paramètres $U_{reseau} = 1,6 E_R$ et $\tau_{Ram} = 120$ ms et $T_{Ramsey} = 850$ ms. La demi-différence s'intègre comme un bruit blanc en $1/\sqrt{T_{integ}}$ où T_{integ} est le temps d'intégration. Tiré de [Pelle, 2013].

n'évolue pas comme du bruit blanc. Mais en revanche, elle fluctue de la même manière que la transition $\delta m = -7$. Ces fluctuations de l'ordre de 400 mHz indiquent, comme pour le pic fin de spectroscopie Raman, que ν_{HFS} fluctue là encore et qu'on peut s'affranchir de ces fluctuations en calculant la demi-différence de ces deux franges centrale. On obtient dans ce cas une sensibilité court-terme de $\sigma_{\delta\nu} = 84$ mHz à 1 s est obtenue. Ce qui se traduit par une sensibilité à 1 s de $\sigma_{\delta\nu}/(7\nu_B) = 2,1 \times 10^{-5}$ en relatif, qui s'intègre temporellement jusqu'à $\sigma_{\delta\nu}/(7\nu_B) = 6,0 \times 10^{-7}$ en 1 200 s.

Interféromètre accordéon :

Nous avons enfin réalisé un interféromètre « accordéon », qui est moins sensible aux fluctuations de ν_{HFS} car symétrique. La meilleure mesure réalisée a été obtenue à l'aide d'un interféromètre sur les transitions $\Delta m = \pm 6$ avec $4T = 530$ ms et $\tau_{Ram} = 120$ ms. On remarque sur la Figure 1.22 que les fluctuations de la position des franges centrales sont 2,7 fois plus faibles celles de l'interféromètre Ramsey-Raman, ce qui prouve une bonne réjection de ces fluctuations de fréquences. Cette réjection imparfaite est due au fait que les impulsions Raman durent 120 ms ce qui n'est pas négligeable par rapport à la durée totale de l'interféromètre.

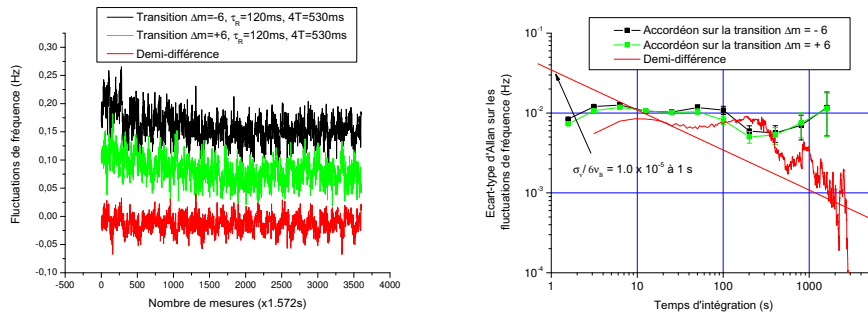


Figure 1.22 : Fluctuation temporelle et écart type d'Allan d'un suivi de frange d'interféromètre accordéon pour $\Delta m = \pm 6$ ayant pour paramètres $U_{reseau} = 1,6 E_R$ et $\tau_{Ram} = 120$ ms et $T_{Ramsey} = 530$ ms. La demi-différence s'intègre comme un bruit blanc en $1/\sqrt{T_{integ}}$ où T_{integ} est le temps d'intégration. Tiré de [Pelle, 2013].

Cette mesure mène à la meilleure sensibilité court-terme obtenue : $\sigma_{\delta\nu} = 25$ mHz à 1 s, ce qui correspond à $\sigma_{\delta\nu}/(3\nu_B) = 1 \times 10^{-5}$ à 1 s en relatif.

Pour chacune de ces manières de mesurer la fréquence de Bloch, nous sommes limités par le déplacement lumineux des faisceaux Raman. En effet le désaccord des faisceaux Raman est choisi tel que chacun des faisceaux Raman crée un déplacement lumineux différentiel égal à plusieurs fois la pulsation de Rabi. Les deux déplacements différentiels ont un signe opposé, et on peut jouer sur le rapport des puissances entre les deux faisceaux pour annuler le déplacement lumineux différentiel total. L'intensité de chacun des faisceaux Raman fluctue de manière indépendante, ce qui conduit à des fluctuations du déplacement lumineux total, qui s'ajoutent à la fréquence hyperfine. C'est ce qui fait fluctuer nos suivis de pics. Ces fluctuations de déplacement lumineux n'impactent pas de la même manière la spectroscopie, l'interféromètre Ramsey-Raman et l'accordéon, car nous n'y sommes sensibles que pendant les impulsions Raman. Nous reviendrons sur cet aspect dans les chapitre 2 et 3.

L'interféromètre accordéon est insensible aux fluctuations de la fréquence hyperfine, car

il est symétrique. On remarque qu'il reste une « ronflette » sur la demi-différence, c'est-à-dire une fluctuation périodique d'environ 15 mHz. C'est dû au fait que même si la position de la frange centrale n'est pas affectée par le déplacement lumineux des faisceaux Raman, l'enveloppe de Rabi elle en dépend. Si la frange centrale n'est pas au centre de l'enveloppe, elle dissymétrique. C'est cette fluctuation de dissymétrie couplée à la manière dont fonctionne notre intégration qui induit ces fluctuations.

Ces fluctuations de déplacement lumineux sont tout de même bien supprimées par le calcul des demi-différences, ce n'est pas ce qui nous limite à court terme.

1.4.3.3 Limitations

Ayant réalisé ces études de sensibilité court terme, nous nous sommes attachés à comprendre l'origine des sources de bruit. Nous faisons face à deux types de limitations :

- Fluctuation des déplacements lumineux du laser de piégeage transverse et des faisceaux Raman
- Bruit de détection

Les effets liés aux déplacements lumineux différentiels du laser de piégeage transverse sont dûs au fait que la puissance du faisceau CDL utilisée est très faible, (quelques nW), et qu'il est difficile de maintenir sa puissance constante en fonction de l'évolution de la température. De même, le déplacement lumineux différentiel des lasers Raman fluctue autour de 0 durant une intégration, comme expliqué dans le paragraphe précédent. Mais nous pouvons rejeter ce bruit en mesurant les demi-différences des franges centrales des transitions qui nous intéressent.

Lors des différentes mesures de la fréquence de Bloch avec l'interféromètre Ramsey-Raman, nous avons observé que nous obtenions la même sensibilité pour différents jeux de paramètres dans le cas d'un interféromètre Ramsey-Raman. Nous avons donc cherché à comprendre l'origine des limitations court terme. On peut relier la fluctuation de probabilité de transition σ_{P_e} à la fluctuation de phase de l'interféromètre σ_{Φ} grâce à l'équation 1.2.10.

$$\sigma_{P_e} = C/2\sigma_{\Phi} \quad (1.4.8)$$

où C est le contraste de l'interféromètre On peut, de même, relier σ_{Φ} aux fluctuations de fréquence mesurées $\sigma_{\delta\nu}$ pour un interféromètre Ramsey-Raman par l'équation 1.4.4, ce qui donne une sensibilité relative à la mesure de la fréquence de Bloch :

$$\frac{\sigma_{\delta\nu}}{\nu} = \frac{\sigma_{\delta\nu}}{\Delta m \nu_B} = \frac{\sigma_{P_e}}{\pi C T_{Ramsey} \times \Delta m \cdot \nu_B} \quad (1.4.9)$$

Si on s'intéresse à l'évolution de σ_{P_e} en fonction du nombre d'atomes piégés N_{at} , on remarque que la mesure est limitée par le bruit de détection. En effet, σ_{P_e} suit une loi en $1/N_{at}$, caractéristique de bruits techniques, ce que l'on peut observer sur la Figure 1.23

(Nous sommes au dessus du bruit de projection quantique (QPN) qui suit une loi en $1/\sqrt{N_{at}}$).

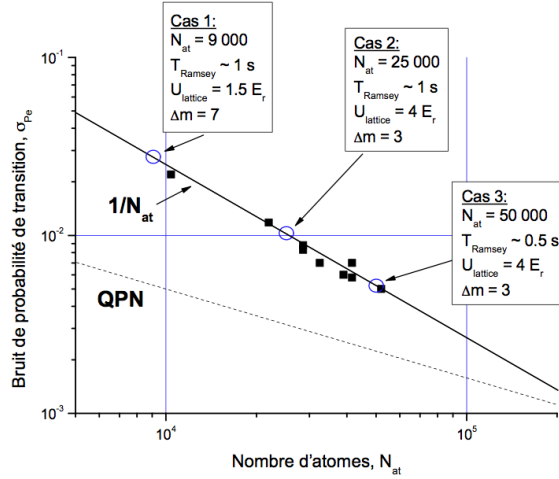


Figure 1.23 : Bruit de probabilité de transition en fonction du nombre d'atomes. Différents jeux de paramètres utilisés sont représentés par des cercles bleus aboutissent à la même sensibilité court terme de 2×10^{-5} en relatif sur la fréquence de Bloch. Tiré de [Pelle, 2013].

On remarque que lorsqu'on veut augmenter Δm afin d'améliorer la sensibilité de l'interféromètre, on est obligé de réduire la profondeur du réseau U_{reseau} , ce qui fait diminuer le nombre d'atomes piégés, et donc augmente le bruit de détection. Ces différents jeux de mesure utilisés sont représentés par les ronds bleus de la Figure 1.23, et ils amènent tous à la même sensibilité finale.

1.5 CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons d'abord rappelé l'intérêt de réaliser une mesure de force à faible distance, et nous avons vu que le projet FORCA-G permettrait d'améliorer les contraintes sur l'existence d'une cinquième force de plusieurs ordres de grandeurs, suivant différentes configurations envisagées.

Nous avons ensuite expliqué plus en détail le principe de fonctionnement de l'expérience, ainsi que les premières caractérisations effectuées. Nous avons atteint une sensibilité relative à la fréquence de Bloch ν_B de 1×10^{-5} ramenée à 1 s qui correspond à une sensibilité relative sur g de 10^{-5} à 1 s. Nous sommes loin des performances des gravimètres listées dans la section 1.2.4, mais nos atomes sont totalement piégés. Et c'est la seule configuration qui peut permettre une mesure de force à faible distance.

Avec ce type de sensibilité, nous devrions pouvoir réaliser une mesure de la force de Ca-

simir avec une précision meilleure que le % en seulement 30 secondes d'intégration ! Nous avons réalisé que nous étions limités par le bruit de détection, dû au fait que nous piégeons trop peu d'atomes et que nous les détectons avec une efficacité insuffisante. Par ailleurs, nous ne sommes pas en mesure de réaliser une mesure de force à faible distance car il faut pour cela que la surface d'intérêt soit mise sous vide. Cette surface sera celle du miroir de rétro réflexion de l'onde stationnaire (de manière à pouvoir parfaitement contrôler la distance surface-atomes), et pour l'instant ce miroir se situe à l'extérieur de l'enceinte à vide.

Ces deux facteurs combinés nous ont amené à construire une deuxième version de FORCA-G, que j'ai construite, et dont je vais vous détailler les spécificités dans les chapitres suivants.

Nouvelle version de l'expérience

Dans le chapitre précédent, nous avons rappelé les différents résultats obtenus sur la première version de l'expérience FORCA-G. Nous avons notamment obtenu une sensibilité relative à la mesure de la fréquence de Bloch de 10^{-5} à 1 s et nous étions limités par le bruit de détection. Par ailleurs l'enceinte à vide n'ayant pas été conçue spécifiquement pour ce projet, il aurait été difficile voire impossible d'y insérer un miroir pour effectuer des mesures de force à son voisinage. C'est pourquoi nous avons assemblé un nouveau dispositif. Je vais décrire la nouvelle version de l'expérience que j'ai mise en place début 2013, ainsi que les changements apportés aux lasers d'interrogation et ses nouvelles caractéristiques.

Sommaire

2.1	Changements apportés au dispositif expérimental	52
2.1.1	Nouvelle table optique	52
2.1.2	Nouvelle enceinte à vide	52
2.2	Sources optiques	57
2.2.1	Lasers de refroidissement	57
2.2.2	Réseau optique	57
2.2.3	Lasers d'interrogation	59
2.2.4	Faisceau compensateur de déplacement lumineux	64
2.2.5	Confinement transverse	64
2.2.6	Alignements	65
2.3	Caractérisations	67
2.3.1	Nombre d'atomes	67
2.3.2	Temps de vie des atomes	67
2.3.3	Bruit de détection	68
2.3.4	Caractérisation du champ magnétique résiduel à l'aide d'impulsions micro-ondes	71
2.3.5	Caractérisation des effets perturbant la fréquence hyperfine	72
2.4	Conclusion	75

2.1 CHANGEMENTS APPORTÉS AU DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

Nous avons construit une nouvelle expérience, en changeant l'enceinte à vide, mais aussi la table optique et le trajet des faisceaux. Par manque de place dans la salle d'expérience, nous avons été obligés de démonter entièrement la première expérience pour pouvoir installer la nouvelle. Ces changements vont être décrits dans cette partie.

2.1.1 Nouvelle table optique

Nous avons commencé par installer une nouvelle table optique. Précédemment, l'expérience était installée sur une table optique de chez Thorlabs de seulement 12,7 mm d'épaisseur, qui était supportée par une structure en profilés aluminium Elcom. Par ailleurs, la table optique n'était pas isolée des vibrations, or ces vibrations limitent la sensibilité des capteurs inertiels. Dans la plupart des expériences de capteur inertiels atomiques, on utilise des plateformes anti-vibrations pour réduire ces bruits [Hu *et al.*, 2013].

Nous avons choisi une table optique « Kinetic System » en nid d'abeille épaisse de 8 pouces (~ 20 cm), soutenue par un ensemble de deux plateformes d'isolation passives MK-5204-33 (de chez « Minus K Technology »). Pour fonctionner, ces plateformes doivent supporter un poids entre 450 et 600 kg, le banc optique pesant quant à lui 216 kg. L'ensemble des optiques et l'enceinte à vide pesant nettement moins de 240 kg, il nous faudra rajouter du poids, bien réparti sur l'expérience afin d'optimiser le fonctionnement de ces plateformes.

2.1.2 Nouvelle enceinte à vide

Nous avons ensuite placé au centre de cette table optique notre nouvelle enceinte à vide. Elle est composée de deux modules : un PMO-2D et une enceinte principale, séparés par un petit trou pour assurer un vide différentiel et garantir un plus long temps de vie aux atomes. Ces deux modules sont soutenus par un bâti en barres d'aluminium (Elcom). Leur arrangement est différent de l'ancienne expérience.

PMO-2D :

Nous avons installé un nouveau PMO-2D sur notre expérience, du même type que celui présenté dans [Pelle, 2013]. Il est maintenant aligné avec le centre de l'enceinte de PMO-3D, de manière à ce que le flux d'atomes arrive à l'horizontale, agencé selon le schéma de la Figure 2.1. Précédemment, le PMO-2D était fixé à l'enceinte à vide à 45° de l'horizontale, ce qui fait que le faisceau d'atomes froids arrivait dans la chambre principale en montant. Nous aurions pu réutiliser l'ancien PMO-2D, mais il ne permettait plus d'obtenir un flux d'atomes assez important ($1,5 \times 10^7$ at/s seulement), car un dépôt solide blanchâtre s'est progressivement déposé sur les hublots de l'enceinte. Nous attribuons l'origine de ce dépôt

à une réaction de la vapeur de Rb avec la colle qui a été utilisée pour combler les fuites des joints « Indium » permettant de fixer les hublots à l'enceinte à vide. Une pompe ionique de vitesse de pompage de 2 L/s de chez Agilent (ex Varian) permet de maintenir un vide de 7×10^{-8} Torr, quand la réserve de Rb est chauffée à 60°C .

Enceinte principale :

Vide :

Pour obtenir un vide satisfaisant dans l'enceinte principale, elle a été étuvée à 150°C pendant quelques semaines. Une pompe getter de la marque SAES de vitesse de pompage 50 L/s et une pompe ionique permettent de maintenir un vide de quelques 10^{-10} Torr. Initialement, nous utilisions une petite pompe ionique (Varian) de vitesse de pompage 2 L/s, mais nous avons eu à faire à un phénomène nommé « argon instability » : la pompe était saturée, probablement en gaz rare, (qui sont les plus difficiles à absorber), et périodiquement, elle désorbait ces composants, puis les réabsorbait. Le vide passait de façon cyclique de 1×10^{-9} Torr à plusieurs 10^{-5} Torr. Nous avons essayé de ré-étuver la pompe sans succès. Nous l'avons finalement remplacée par une pompe ionique de 25 L/s (Aprim Vide), et nous avons maintenant un vide stable de quelques 10^{-10} Torr. La jauge (courant de la pompe ionique) n'est pas assez sensible, pour mesurer rigoureusement la pression.

Accès optiques :

L'enceinte à vide principale est en Titane, elle possède plusieurs accès optiques (voir Figure 2.1), à travers des hublots, ayant pour certains des traitements anti-réflexion large bande (500-1100 nm) et pour d'autres un traitement anti-réflexion à 780 nm. Le miroir de rétro-réflexion du réseau n'est pas encore sous vide, mais nous avons la possibilité de retirer le hublot du haut, et de le remplacer à moyen terme par un troisième module, contenant le miroir sous vide. Les accès optiques existants sont :

- 2 hublots horizontaux de diamètre 36 mm situés en haut et en bas de l'enceinte à vide, ayant un traitement anti-réflexion large bande 500-1100 nm, permettant de faire passer les faisceaux créant le réseau et le confinement transverse ainsi que les faisceaux Raman et le faisceau CDL.
- 4 hublots de 22 mm de diamètre laissant passer quatre faisceaux du PMO-3D, fléchés en rouge sur la Figure 2.1.
- 2 grands hublots verticaux, de diamètre 100 mm traités antireflet large bande 500-1100 nm, offrant un grand accès optique. Ils seront utiles pour créer un piège dipolaire additionnel, ce que nous verrons dans le chapitre 5. Ils permettent aussi de laisser passer deux faisceaux du PMO-3D.
- 1 hublot de diamètre 35 mm faisant face au PMO-2D.
- 4 hublots de 40 et 50 mm de diamètre servant à la détection (deux laissant passer les nappes de détection, et deux pour récolter la fluorescence des atomes).

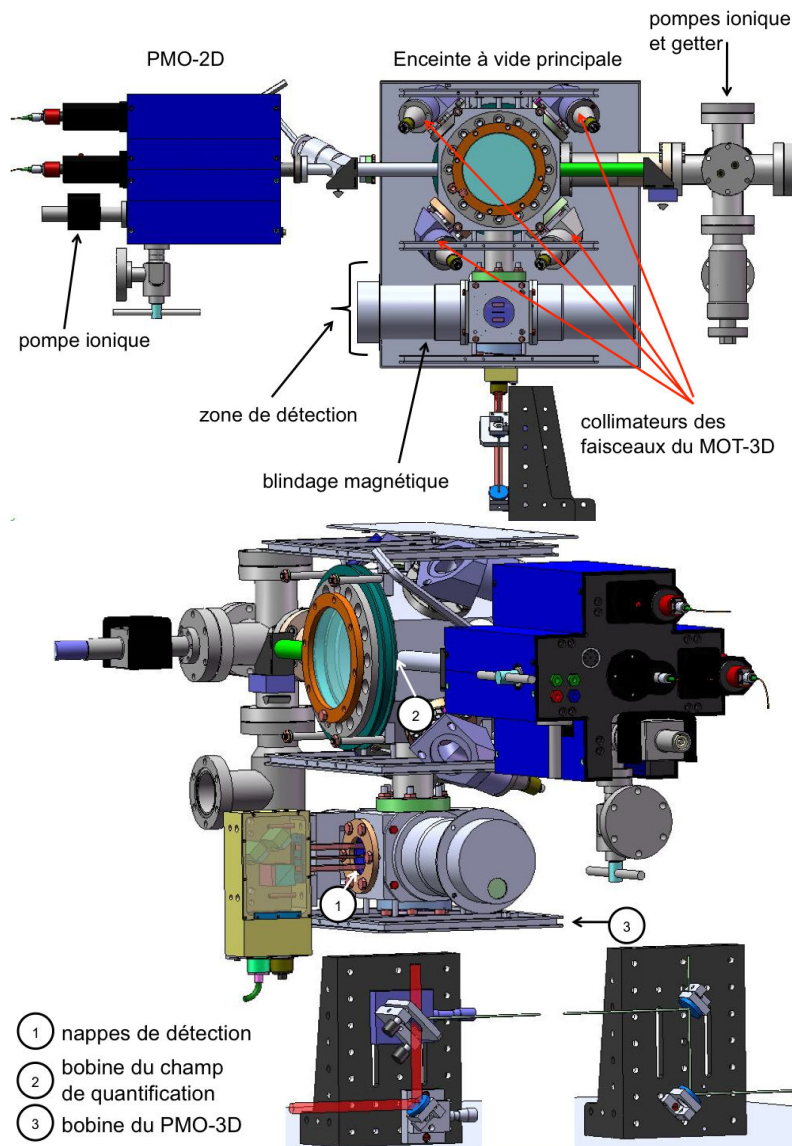


Figure 2.1 : Vues de l'enceinte à vide. Schéma réalisé avec Solidworks.

Les principaux changements résident dans le fait que nous avons beaucoup plus d'accès optiques, et que le PMO-3D possède maintenant 6 faisceaux indépendants.

PMO-3D :

Dans la première version de l'expérience, le nombre d'accès optiques était limité, et nous n'avions que 5 faisceaux de PMO-3D : 4 horizontaux, et 1 légèrement incliné par rapport à la verticale qui était rétro-réfléchi à l'aide d'un miroir situé dans l'enceinte à vide. Nous avons maintenant 6 faisceaux indépendants : 4 faisceaux se croisant à 45° de la verticale,

et 2 faisceaux horizontaux passant par les grands hublots, ce qui permet d'avoir un bon équilibre des bras, un PMO-3D plus homogène, et d'avoir des fluctuations du nombre d'atomes plus faibles.

Nous avons réutilisé les collimateurs de la précédente expérience pour créer les faisceaux de PMO-3D, permettant d'obtenir des faisceaux collimatés de rayon à $1/e^2$ de 12 mm, et une puissance totale sur les atomes de 36 mW. La puissance est amenée aux collimateurs par des fibres optiques à maintien de polarisation. La lumière est donc polarisée rectilignement, la polarisation est rendue circulaire par une $\lambda/4$ en sortie du collimateur. Les 4 collimateurs à 45° sont fixés sur l'enceinte à l'aide de renvois d'angle avec miroir conservant la polarisation, ce qui permet un gain de place sous le blindage magnétique. Ces renvois d'angle sont représentés sur la Figure 2.2.

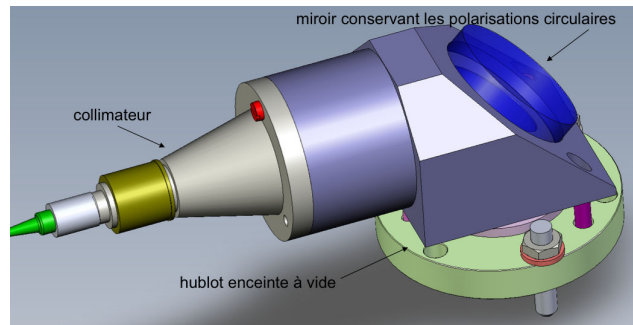


Figure 2.2 : Exemple d'un renvoi d'angle permettant d'amener les faisceaux de PMO-3D à l'enceinte à vide. Dessin réalisé avec Solidworks.

L'enceinte principale est entourée de plusieurs jeux de bobines :

- 2 bobines en configuration anti Helmholtz servant au PMO-3D
- 6 bobines de compensation de champ
- 3 bobines rectangulaires horizontales servant à créer un champ de quantification vertical

Les bobines du PMO-3D sont en cuivre, soutenues par des montures en PEEK, placées autour des grands hublots de l'enceinte à vide. Elles sont composées de 45 spires, et nous faisons passer dedans un courant de 5 A environ ce qui produit un gradient de 4,5 G/cm.

Détection :

Nous avons changé le système de détection.

Nous réutilisons le système optique servant à produire les trois nappes de détection décrites dans la partie 1.4.1.1, mais nous avons changé les optiques de collection de la fluorescence. Auparavant, nous n'avions qu'un seul système de détection, placé dans une direction orthogonale aux nappes. Maintenant, nous en avons deux, de part et d'autre des nappes,

comme décrit sur la Figure 2.1. Les systèmes optiques récoltant la fluorescence sont plus élaborés (cf Figure 2.3). Nous avons de plus un plus grand angle solide de collection, ce qui mène à une efficacité de collection de 4,3 % par système de détection, soit 8,6 % en tout.

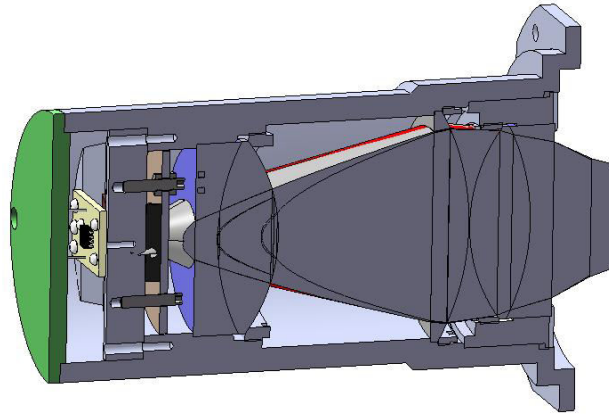


Figure 2.3 : Schéma d'un des systèmes optiques collectant la fluorescence des atomes lors de la détection.

Isolations de l'environnement :

Blindage magnétique :

Pour isoler l'expérience de champs magnétiques parasites, nous utilisons un blindage magnétique en mu-métal. Ce type de blindage a une très bonne efficacité si il ne comporte pas de trous. Or, le nôtre est troué, afin de dégager les accès optiques et de raccorder l'enceinte centrale aux différents éléments de l'enceinte à vide qui ne sont pas placés dans le blindage. Nous avons limité ses ouvertures, en plaçant quatre des collimateurs de PMO-3D à l'intérieur du blindage magnétique, nous n'avons que les 4 sorties des fibres. Nous avons toutefois quelques ouvertures. Une pour l'accès au PMO-2D qui n'est pas blindé magnétiquement, une pour la sortie de la pompe ionique, qui possède un puissant aimant permanent, et est placée hors du blindage, et enfin deux grandes ouvertures au niveau des grands hublots. Les principales sources de champs magnétiques parasites sont les pompes ioniques, les bobines du PMO-2D (qui sont toujours allumées) et le champ magnétique terrestre. L'expérience est placée de telle sorte que le champ magnétique terrestre soit orienté perpendiculairement à l'axe des hublots. Ce qui nous permet d'atténuer efficacement le champ magnétique terrestre, et d'obtenir un champ résiduel au centre de l'enceinte de l'ordre de 10 mG, que nous avons mesuré au moyen d'un magnétomètre.

Nous utilisons les bobines de compensation de champ afin d'annuler plus efficacement les champs magnétiques résiduels, ce que nous verrons dans la partie 2.3.4.

Protections anti-fluctuations de température :

Dans la précédente expérience, nous avons remarqué que les fluctuations des mesures étaient très corrélées aux fluctuations de température de la salle d'expérience. Pour réduire l'impact de ces fluctuations, et protéger nos optiques, nous avons rajouté une structure Elcom englobant l'expérience. Des panneaux amovibles s'y attachent, et permettent de bloquer le souffle de la climatisation qui auparavant arrivait directement sur les fibres optiques et les optiques des faisceaux Raman et de CDL, provoquant des fluctuations d'alignements et de polarisation. En effet, sur l'expérience précédente, nous étions obligés de réaligner le faisceau CDL tous les jours, alors que nous ne le réalignons que tous les mois à présent. Nous n'avons en revanche pas ajouté de mousse à ces cloisons, permettant de supprimer le bruit acoustique (car nous utilisons des lasers de puissance, qui pourraient enflammer la mousse).

2.2 SOURCES OPTIQUES

Après avoir décrit l'enceinte à vide et ses composantes, nous allons nous intéresser aux sources optiques utilisées. Notamment, pour les lasers de refroidissement, de piégeage, d'interrogation, et de compensation des déplacements lumineux.

2.2.1 Lasers de refroidissement

Nous avons conservé les lasers de la première expérience, décrits dans le chapitre 4 de la thèse de B. Pelle [Pelle, 2013], et dont le fonctionnement a été rappelé dans le chapitre précédent. Ces lasers sont situés sur un banc secondaire, et ils arrivent tous fibrés vers les PMO-2D et PMO-3D, vers le système optique préparant les nappes de détection, ainsi que vers les collimateurs préparant les faisceaux de pompes et de pompage optique.

2.2.2 Réseau optique

Pour créer le réseau optique, nous avons conservé le laser Verdi 12 W, mais nous avons un peu modifié son chemin optique. L'ancien trajet est décrit sur la Figure 2.4.

Le nouveau schéma est représenté Figure 2.5, le laser a été retourné par rapport à l'ancienne expérience, ce qui nous permet de gagner de la place pour la mise en place des faisceaux Raman. Le schéma d'absorption saturée n'est pas redessiné ici. Un télescope a aussi été ajouté, afin de modifier la taille du col du laser. En effet, lors du changement d'expérience, nous avons observé une modification de la position et de la taille du col du laser, en sortie du laser lui-même, qu'il nous a fallu compenser. Dans l'ancienne expérience,

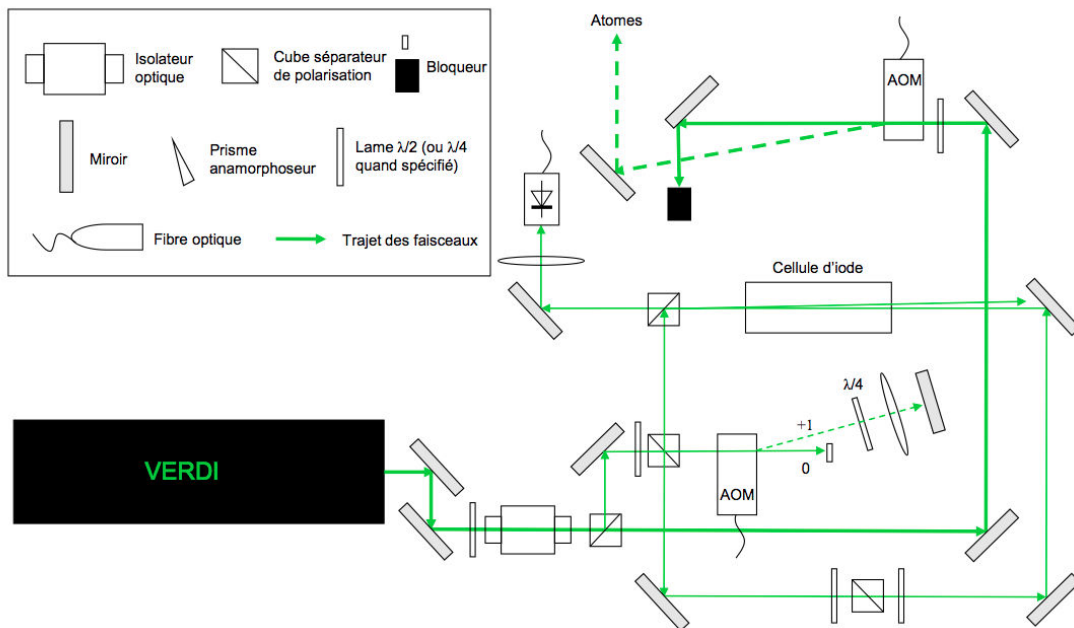


Figure 2.4 : Ancien chemin emprunté par le laser Verdi créant l'onde stationnaire.

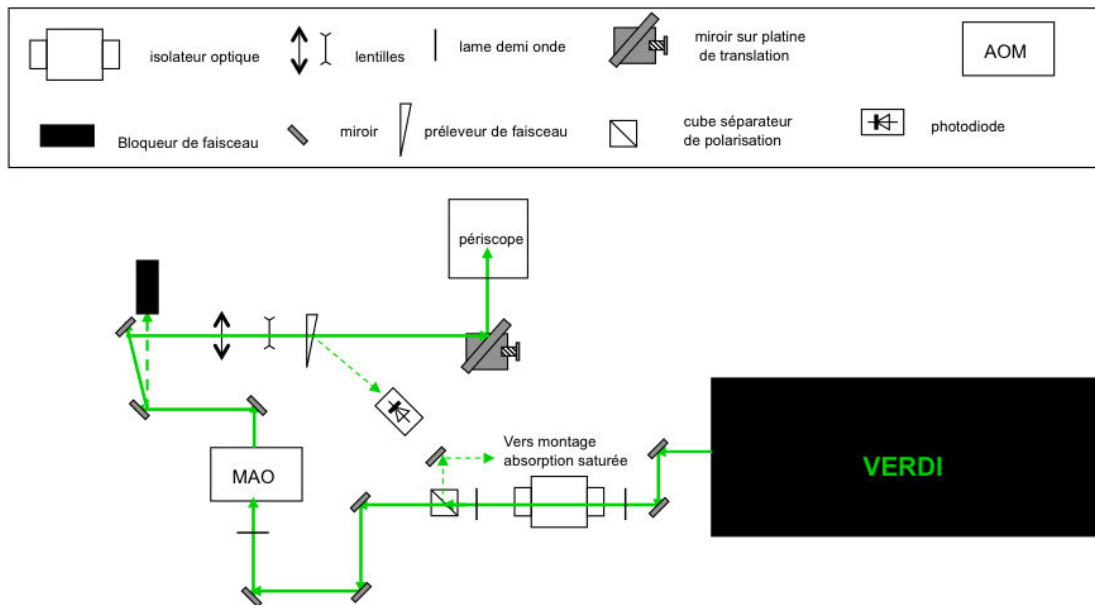


Figure 2.5 : Nouveau chemin emprunté par le laser Verdi créant l'onde stationnaire.

le col du faisceau était situé à 3 m de la sortie du laser et avait un rayon à $1/e^2$ de 700 μm , ce qui permettait de le placer sur le miroir de rétro réflexion sans avoir à ajouter de

lentille. Maintenant, le col du faisceau se situe à 1,5 m de la sortie du laser, et a un rayon à $1/e^2$ de $360 \mu\text{m}$. Nous avons remarqué que la profondeur dépendait du moment où on interrogeait les atomes (elle décroissait), ce que nous avons attribué à des effets de lentilles thermiques dans les optiques (les hublots de l'enceinte). Nous avons donc dû rajouter un télescope $\times 2$ pour retrouver une profondeur stable. Le rayon à $1/e^2$ est maintenant plutôt de l'ordre de 1 mm. Une mesure directe de la taille du faisceau au niveau des atomes n'est pas possible, mais on peut essayer de l'estimer à l'aide de mesures faites à l'extérieur de l'enceinte avant ou après le passage à travers les hublots. Dans notre cas, le fait que le faisceau soit rétro-réfléchi ne simplifie pas la mesure. La profondeur vue par les atomes diminuant, il semble que le col du faisceau s'élargisse. Nous avons travaillé à des profondeurs plus basses que précédemment ($1,6 E_R$), comme nous le verrons dans le chapitre 3.

Nous avons rajouté un préleveur de faisceau (beam sampler en anglais) afin de pouvoir asservir le laser en puissance, comme décrit sur la Figure 2.5. Une faible partie du faisceau descendant (après avoir été rétro-réfléchi) est prélevée par le beamsampler, et envoyée sur une photodiode. La tension de sortie de la photodiode est comparée à une tension de consigne générée par l'ordinateur, et un signal de correction est renvoyé sur l'atténuateur variable qui contrôle la puissance radio fréquence envoyée dans le modulateur acousto-optique (MAO) du laser Verdi, afin de pouvoir l'asservir en puissance.

Nous avons enfin changé un peu la hauteur du faisceau, au niveau de sa combinaison avec les faisceaux Raman. En effet, la hauteur de toutes nos optiques est habituellement de 4 cm. Or nous devons combiner le réseau, les faisceaux Raman et le faisceau du piège transverse, comme décrit sur la Figure 1.12. Précédemment, le laser du réseau arrivait à 4 cm de haut, et les faisceaux Raman passaient en dessous. Le miroir qui envoyait les faisceaux Raman était collé directement sur la table optique, et on ne pouvait donc pas ajuster l'alignement de ces faisceaux à l'aide de ce miroir. Nous avons donc décidé de faire arriver les faisceaux Raman à 4 cm, et de surélever le faisceau Verdi, à l'aide d'un périscope décrit Figure 2.6, puis de combiner les faisceaux Raman avec le réseau avec un autre système de périscope.

2.2.3 Lasers d'interrogation

Nous avons changé l'emplacement des fibres amenant les faisceaux Raman, le nouveau schéma est décrit dans la Figure 2.7. Nous avons aussi changé le grandissement du télescope créant les faisceaux Raman collimatés. Dans la première version de l'expérience, le rayon à $1/e^2$ des faisceaux Raman était de 5 mm, il est désormais de 2,6 mm. Le rayon à $1/e^2$ du laser infrarouge étant que $175 \mu\text{m}$, les faisceaux Raman sont assez larges pour garantir une bonne homogénéité de puissance suivant la répartition transverse des atomes.

A la sortie des fibres optiques des faisceaux Raman, un jeu de « lame-cube » permet de

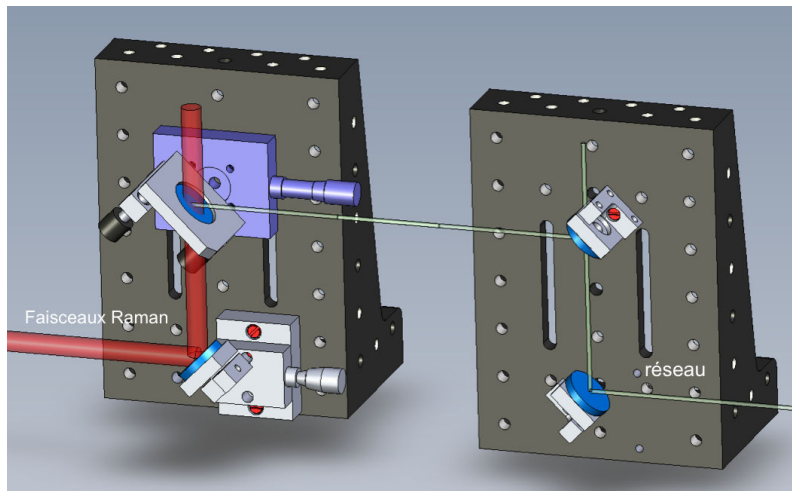


Figure 2.6 : Périscopes. A gauche, périscopes permettant de combiner les faisceaux Raman et le réseau. A droite, périscopes amenant le faisceau du réseau à hauteur pour être combiné. Schémas réalisés avec Solidworks.

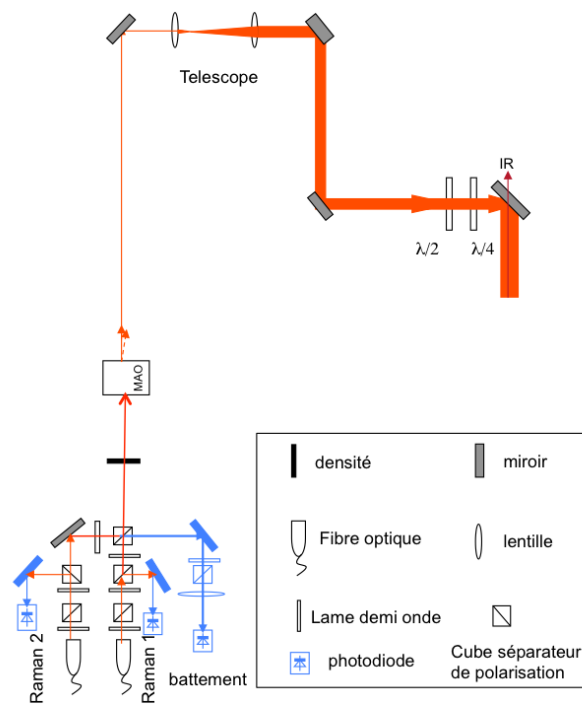


Figure 2.7 : Schéma des faisceaux Raman.

nettoyer la polarisation des faisceaux, (transformant les fluctuations de polarisation en fluctuation d'intensité). Ils sont superposés l'un sur l'autre à l'aide d'un cube séparateur de polarisation, et ont donc des polarisations linéaires orthogonales. Ces polarisations sont

rendues circulaires gauches et droites au niveau des atomes par un jeu de lame d'onde. Les faisceaux Ramans sont combinés au laser infrarouge et au réseau, comme sur l'ancien dispositif (cf Figure 1.12). Le faisceau Raman 1 est rétro-réfléchi tandis que le faisceau Raman 2 est filtré par un cube séparateur de polarisation en sortie de l'enceinte à vide. Les impulsions Raman contrapropageantes sont donc créées par le faisceau Raman 2 montant et le faisceau Raman 1 descendant. Le couplage ($\Omega_{\Delta m}$) dépend de la polarisation et de l'intensité de ces deux faisceaux au niveau des atomes. Les fluctuations de polarisation en sortie de fibre entraînent des fluctuations du couplage Raman effectif (à cause de la dépendance du couplage à la polarisation certes, mais aussi à cause du cube qui sépare les deux faisceaux Raman en sortie d'enceinte). C'est pourquoi nous avons choisi d'ajouter un cube en transmission en sortie de chacune des fibres pour annuler ces fluctuations. Elles sont transformées en fluctuations d'intensité (que nous mesurons à l'aide de la partie de chaque faisceau prélevée au niveau du deuxième cube). Ces fluctuations d'intensité des lasers Raman vont elles aussi entraîner une fluctuation du couplage, mais aussi des déplacements lumineux différentiels de chacun des lasers. Ces dernières fluctuations ont un impact sur le fonctionnement de l'interféromètre plus important que les fluctuations de couplage. En effet, à un désaccord de 3,4 GHz, le déplacement lumineux différentiel de chacun de ces faisceaux Raman est égal à plusieurs fois la pulsation de Rabi. Les déplacements lumineux différentiels δ_i^{AC} des deux faisceaux sont grands, mais de signes opposés, et on peut ajuster le rapport d'intensité des lasers manière à annuler le déplacement lumineux différentiel des deux faisceaux Raman combinés $\delta^{AC} = \delta_1^{AC} + \delta_2^{AC}$. Cependant, les fluctuations d'intensité sur les deux faisceaux Raman étant indépendantes, elles vont faire varier ce rapport, et le déplacement lumineux total ne sera compensé qu'en moyenne. On mesure ces fluctuations de puissance à l'aide de photodiodes. On observe des fluctuations relatives de l'ordre de 0,5 % pic à pic pour chaque laser, sur un cycle de climatisation.

Pour mesurer ces déplacements lumineux, nous utilisons une impulsion π micro-onde longue, et nous appliquons une impulsion Raman très désaccordée de même durée que l'impulsion micro-onde, en fixant sa puissance. Cette puissance détermine la valeur de la fréquence de Rabi $\Omega_{\Delta m}$ d'une transition lorsque l'on remet les faisceaux à résonance. On coupe chacun des faisceaux (l'un puis l'autre) afin de mesurer leurs déplacements lumineux δ_i^{AC} . Comme on peut le voir sur la Figure 2.8, pour $\Delta = 2\pi \times 3,4$ GHz, le déplacement lumineux de chacun des faisceaux δ_i^{AC} est égal à $\sim \pm 2\pi \times 27$ kHz alors que $\Omega_{\Delta m=\pm 2} = 2\pi \times 5,2$ kHz. On a donc un déplacement lumineux différentiel de chacun des faisceaux cinq fois plus grand que la fréquence de Rabi du couplage. A l'époque de cette mesure, la profondeur du réseau était de $4,5 E_R$, et nous étudions des transitions à $\Delta m = \pm 2$. Cela correspond au calcul effectué dans l'annexe C : pour $\Delta = 2\pi \times 3,4$ GHz, $\delta_i^{AC} = 1,6 \times \Omega_{eg} = 1,6/0,32 \times \Omega_{\Delta m=\pm 2} = 5 \times \Omega_{\Delta m=\pm 2}$ (Pour le rapport $\Omega_{\Delta m=\pm i}/\Omega_{eg}$, cf Figure 1.10). On observe bien que les deux faisceaux ont un déplacement lumineux opposé, et que le déplacement des deux faisceaux combinés est en moyenne nul. Mais les

inhomogénéités de déplacement lumineux qui sont données par l'élargissement du pic de transition micro-onde sont tout de même important et ne s'annulent pas lorsqu'on utilise les deux faisceaux combinés. On trouve une inhomogénéité de fréquence de l'ordre de 2,5 kHz ce qui correspond à $\Omega_{\Delta m=\pm 2}/2$ (σ sur la Figure 2.8 correspond à la demi largeur d'un ajustement gaussien appliqué à chacune des mesures).

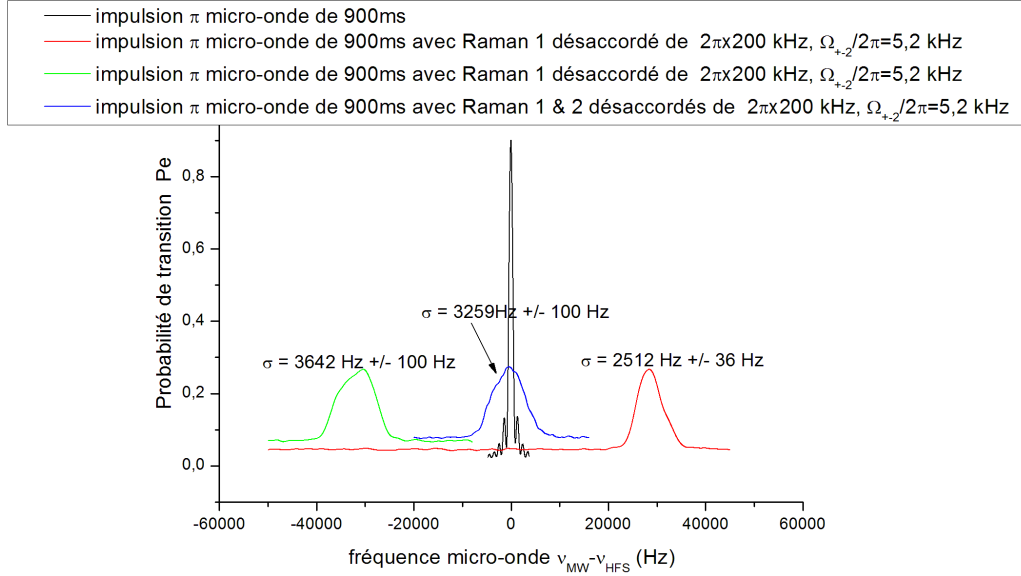


Figure 2.8 : Spectroscopie micro-onde où ν_{MW} est balayée autour de ν_{HFS} en présence des faisceaux Raman désaccordés de 200 kHz de manière à ne pas induire de transition à deux photons. $\Delta = 2\pi \times 3,4 \text{ GHz}$, la profondeur du réseau est de $4,5 E_R$, et la puissance du laser infrarouge est de 1,2 W sur les atomes. La puissance des Raman est fixée de sorte que $\Omega_{\Delta m=\pm 2} = 2\pi \times 5 \text{ kHz}$. Les lasers Raman sont allumés pendant toute la durée des impulsions micro-onde. On peut observer le déplacement lumineux du faisceau Raman 1 seul en rouge, du faisceau Raman 2 seul en vert, et des deux faisceaux combinés en bleu. La courbe noire est le spectre obtenu en l'absence de faisceaux Raman.

Afin de réduire ces inhomogénéités et l'influence des fluctuations d'intensité, nous avons changé le désaccord Raman Δ de 3,4 GHz à 300 GHz.

Nous n'allons plus chercher à annuler le déplacement lumineux différentiel, mais à réduire le rapport entre le déplacement lumineux induit par chacun des faisceaux Raman et la pulsation de Rabi : $\delta_i^{AC}/\Omega_{\pm\Delta m}$. Les calculs des déplacements lumineux de chacun des faisceaux, et de la pulsation de Rabi sont réalisés dans l'Annexe C.

Nous avons choisi $\Delta = 300 \text{ GHz}$, afin de pouvoir conserver des pulsations de Rabi maximales de l'ordre de $2\pi \times 50 \text{ Hz}$. Nous ne pouvons plus annuler le déplacement lumineux, et nous serons donc obligés de mesurer ce déplacement à chaque fois que nous chan-

geons la puissance des faisceaux Raman (et donc la fréquence de Rabi) pour tenir compte du décalage de la frange centrale. Nous pourrions aussi utiliser des interféromètres symétriques, insensibles au déplacement lumineux (cf partie 3.3.1). Nous avons changé le rapport des intensités des deux faisceaux Raman de manière à réduire au maximum le déplacement lumineux total, le rapport minimisant ce déplacement est désormais égal à 1 (cf Annexe C). On peut voir sur la Figure 2.9 que le déplacement lumineux de chacun des faisceaux est largement diminué. Le déplacement total est maintenant égal à $0,46 \times \Omega_{\Delta m = \pm 7}$. C'est en bon accord avec le rapport attendu : on peut voir Figure C.3 que $\delta^{AC} = 0,07 \times \Omega_{eg} = 0,07/0,17 \times \Omega_{\Delta m = \pm 7} = 0,41 \times \Omega_{\Delta m = \pm 7}$. La différence entre le calcul et la mesure peut être imputée au fait que le rapport d'intensité entre les deux faisceaux n'est pas exactement égal à 1.

Les inhomogénéités de déplacement lumineux données par la largeur des pics de la Figure

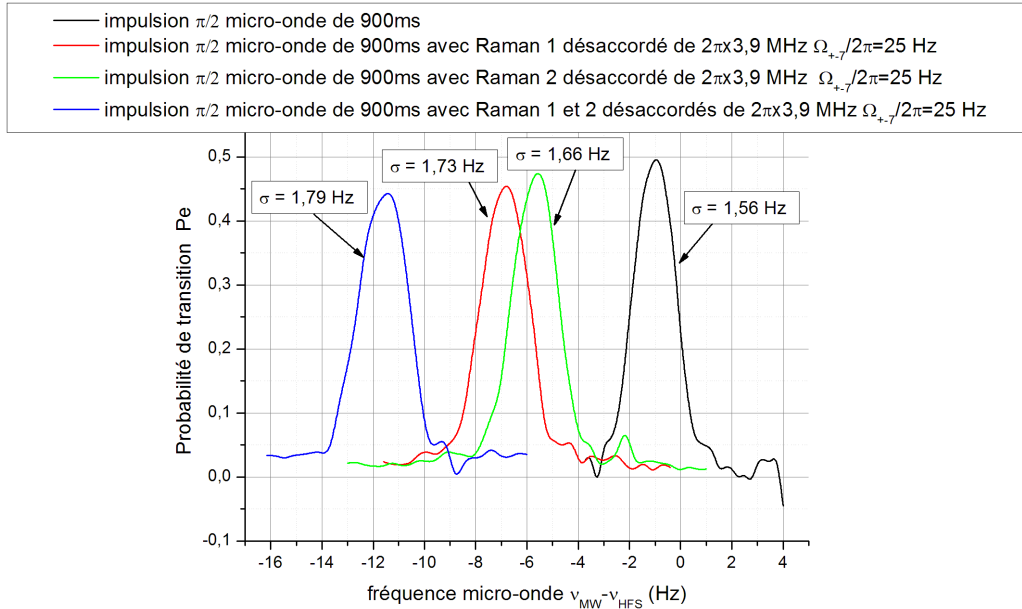


Figure 2.9 : Spectroscopie micro-onde où ν_{MW} est balayée autour de ν_{HFS} en présence des faisceaux Raman désaccordés de 3,9 MHz de manière à ne pas induire de transition. $\Delta = 2\pi \times 300$ GHz, la profondeur du réseau est de $1,6 E_R$, et la puissance du laser infrarouge est de 0,5W sur les atomes. La puissance des Raman est fixée de sorte que $\Omega_{\Delta m = \pm 7} = 2\pi \times 25$ Hz. Les lasers Raman sont allumés pendant toute la durée des impulsions micro-onde. On peut observer le déplacement lumineux du faisceau Raman 1 seul en rouge, du faisceau Raman 2 seul en vert, et des deux faisceaux combinés en bleu. La courbe noire est le spectre obtenu en l'absence de faisceaux Raman.

2.9 sont maintenant très faibles, le pic micro-onde est à peine élargi par la présence des faisceaux Raman. Afin d'étudier les fluctuations du déplacement lumineux différentiel des

Raman, nous utilisons une impulsion π micro-onde longue en ajoutant les lasers Raman désaccordés avec leur puissance ajustée de telle sorte que $\Omega_{\pm 7}/2\pi = 40$ Hz. Nous suivons le déplacement de la position du pic micro-onde pendant une heure : nous observons des fluctuations de l'ordre de 1Hz, ce qui signifie que le déplacement lumineux différentiel fluctue d'environ 2,5 % de $\Omega_{\pm 7}$ seulement. Nous allons obtenir de bien meilleures oscillations de Rabi, comme nous le verrons dans la partie 3.1.1.

Nous ne pouvons plus asservir la fréquence des lasers Raman par rapport au laser repompeur par battement lumineux, car les photoconducteurs que nous utilisons ne sont pas assez rapides pour mesurer un battement à 300 GHz (0,6 nm). Nous avons utilisé un lambdamètre pour mesurer le désaccord des faisceaux Raman par rapport à un faisceau à résonance. Après avoir fixé leur fréquence, les lasers Raman sont donc laissés libres. Ils sont uniquement asservis en phase l'un sur l'autre. Leur désaccord dérive, mais de quelques centaines de MHz seulement.

2.2.4 Faisceau compensateur de déplacement lumineux

Comme nous avons augmenté le désaccord des faisceaux Raman, nous ne pouvons plus utiliser une partie du faisceau Raman 2 pour produire notre faisceau annulant le déplacement lumineux du laser infrarouge de piégeage transverse. En effet, pour pouvoir induire un déplacement lumineux différentiel positif, il faut un désaccord fixe compris entre 0 et 6,834 GHz (voir [Beaufils et al., 2011]), et nous n'en avons plus à disposition. Nous avons donc monté une autre DLCE, qui est asservie sur le laser maître avec un désaccord de -3,4 GHz, comme l'était avant le laser Raman 2. Ce nouveau laser est situé sur un banc annexe, et de longues fibres optiques permettent cet asservissement. La stabilité de ce faisceau est donc moins bonne qu'avant (environ 7% de fluctuation relative au cours d'un cycle de climatisation contre environ 0,5 % avant). Néanmoins, nous arrivons tout de même à assez bien annuler le déplacement lumineux du laser infrarouge, ce que nous verrons dans la partie 2.3.

2.2.5 Confinement transverse

Nous n'avons pas opéré de grand changement sur le laser infrarouge de piégeage transverse (Manlight ML20-CW-P-TKS-1550) qui est un laser à fibre dopée Yb. A l'occasion du changement d'enceinte à vide, nous avons fait renvoyer ce laser pour inspection, car nous suspicions le mode transverse de ne pas être très gaussien. Nous avons fait changer le collimateur de sortie. Il a juste fallu ajouter un télescope pour rendre au faisceau sa taille originelle, et lui faire suivre le même chemin que précédemment. Le laser passe dans

un MAO, qui sert d'interrupteur et d'atténuateur de puissance. Le faisceau se superpose ensuite au réseau, mais en arrivant par le haut de l'expérience, comme décrit sur le schéma représenté Figure D.1 en annexe D, tirée de la thèse [Pelle, 2013]. Nous avons ajusté la lentille de focalisation de manière à ce que le faisceau soit focalisé au niveau des atomes. Son rayon à $1/e^2$ au niveau des atomes vaut $175 \mu\text{m}$. Après l'enceinte à vide, il suit le cheminement des faisceaux Raman, jusqu'à arriver à un miroir dichroïque qui permet de le récupérer et de l'envoyer vers un bloqueur de faisceau.

Nous récupérons une petite partie de la puissance laser envoyée vers le bloqueur, détournée sur une photodiode. La tension de sortie de la photodiode est comparée à une tension de consigne, et on asservit la puissance en rétroagissant sur le MAO du laser.

2.2.6 Alignements

Un point crucial de cette expérience est l'alignement des faisceaux. Il faut en effet superposer tous les faisceaux les uns sur les autres, et sur les atomes. Pour avoir suffisamment de flexibilité dans les réglages d'alignements, nous avons placé deux miroirs de chaque laser sur une platine de translation.

On commence par aligner le laser Verdi du réseau avec la verticale. Pour cela, nous avons utilisé un miroir liquide à la place du miroir de rétro réflexion, afin d'aligner le faisceau du Verdi selon la verticale. Une fois le faisceau « montant » aligné, on installe le miroir de rétro réflexion, que l'on aligne par autocollimation. Une fois le réseau vertical, nous pouvons le déplacer dans le plan du banc optique sans perdre l'alignement avec la verticale grâce à deux platines représentées sur les Figures 2.5 et 2.6. On optimise l'alignement en utilisant les atomes : on prépare des atomes dans un PMO, et on déplace le réseau de manière à optimiser le nombre d'atomes chargés dans le réseau. La détection par temps de vol permet de repérer les atomes restés piégés dans le réseau, qui arrivent plus tard.

Il faut ensuite aligner le laser infrarouge de piégeage transverse, qui arrive par le dessus de l'enceinte comme décrit sur la Figure D.1. On peut utiliser les deux miroirs se trouvant avant la lentille de focalisation pour l'aligner optiquement avec le laser du réseau avant et après son passage dans l'enceinte à vide. On optimise l'alignement en optimisant directement le nombre d'atomes dans le piège mixte composé du réseau et du laser de confinement transverse. Le nombre d'atomes piégés est maximal lorsque le piège transverse est centré sur le réseau. On appelle ce piège {réseau + confinement transverse} le piège mixte.

Remarque : Le laser de confinement transverse ne peut pas piéger seul des atomes, car il est vertical, et ne confine pas assez selon cette direction pour combattre l'effet de la gravité.

On superpose ensuite les lasers d'interrogation. Le nouvel arrangement des faisceaux Raman et du réseau est décrit sur la figure 2.10. Les faisceaux Raman se combinent au piège mixte grâce à un périscope, décrit sur la Figure 2.6.

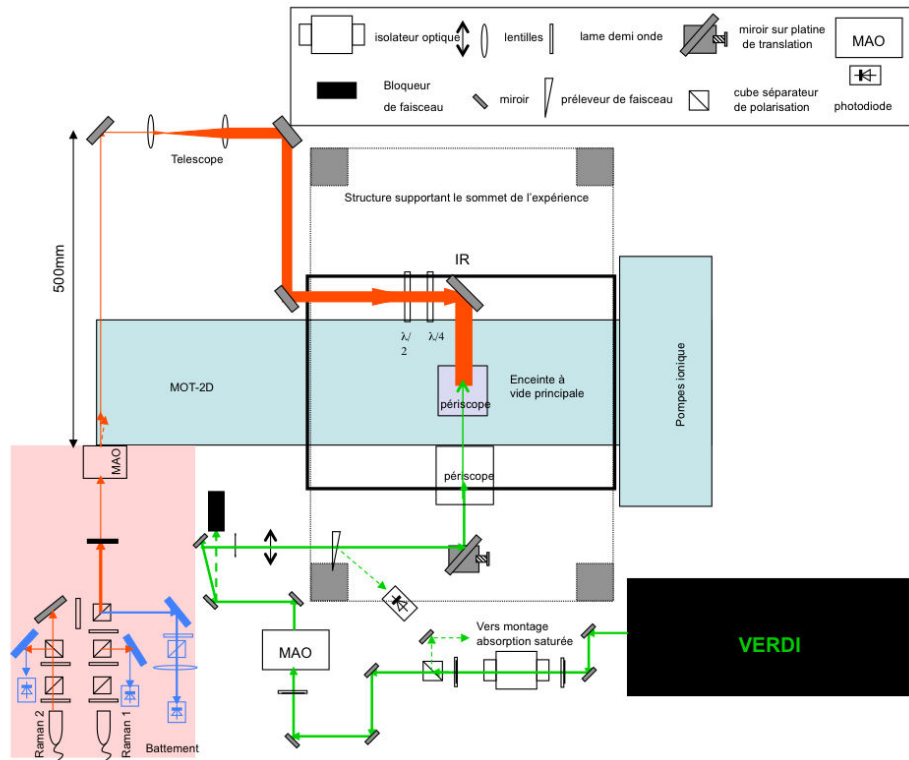


Figure 2.10 : Schéma de l'agencement des faisceaux Raman et laser créant le réseau.

Ils arrivent par le bas de l'expérience, et sont superposés optiquement avec les lasers de piégeage. On place ensuite le miroir de rétro réflexion, réfléchissant un des Raman, situé au dessus du miroir de rétro réflexion du réseau. On règle l'alignement de ce miroir en rétro réfléchissant le faisceau, et en rétro injectant le MAO. On règle ensuite encore plus finement l'alignement de ce miroir, en tirant partie d'un effet de Fabry-Perot : le miroir de rétro réflexion du réseau ne transmet pas parfaitement les Raman, mais une petite partie de ceux ci est réfléchi, et on observe des franges lorsque les deux miroirs ne sont pas parfaitement parallèles. On aligne le miroir du Raman de manière à atteindre la teinte plate, ce qui garantit que les deux miroirs sont parallèles, et que le k_{eff} des Raman est vertical !

Il ne reste alors plus qu'à aligner le faisceau de compensation du déplacement lumineux. Ce faisceau, pour bien compenser le déplacement lumineux du laser de piégeage transverse, doit avoir le mode le plus proche possible de celui ci. Pour cela, nous pouvons jouer

sur un jeu de lentilles qui ajustent la position et la taille du col de ce faisceau. Afin de régler la position de ce faisceau, très sensible, nous commençons par augmenter la puissance arrivant sur les atomes piégés. On observe que les atomes sont dé pompés ou qu'ils sortent du piège lorsque le faisceau est aligné, à cause de l'émission spontanée. On ajuste l'alignement de manière à maximiser cette émission spontanée, puis on réduit la puissance jusqu'à quelques nW, et on ajuste finement l'alignement en optimisant le contraste d'un interféromètre Ramsey-micro-onde, comme expliqué dans la partie 2.3.5.

2.3 CARACTÉRISATIONS

Une fois un bon vide obtenu, et les lasers réinstallés, nous avons procédé aux premiers tests.

2.3.1 Nombre d'atomes

Nous avons commencé par caractériser le flux d'atomes dans notre PMO-2D et 3D. Avec notre nouveau PMO-2D, nous obtenons après optimisation des alignements et des polarisations taux de chargement du PMO-3D d'environ 2×10^8 atomes/seconde. Nous avons observé, comme sur le PMO-2D précédent un dépôt blanchâtre apparaît sur les hublots du PMO-2D, ce qui déséquilibre les bras du PMO, car une partie des faisceaux est absorbée et plus rétro-réfléchi. Néanmoins en jouant sur le rapport des courants des bobines de PMO-2D et sur l'alignement du faisceau pousseur, (qui permet d'augmenter le flux d'atomes sortant en direction du PMO-3D), nous arrivons à garder un taux de chargement constant. Nous pouvons donc charger environ 10^8 atomes dans le PMO-3D en 500 ms. Nous appliquons la même préparation des atomes que celle utilisée précédemment et expliquée dans la partie 1.4.2.1. En fin de PMO, nous appliquons une phase de 50 ms de mélasse, où on coupe le champ magnétique du PMO-3D, et on désaccorde les faisceaux à -5Γ pendant 40 ms puis -20Γ pendant quelques ms. Dans le même temps, on coupe les faisceaux à l'aide d'obturateurs mécaniques, qui produisent une coupure adiabatique (« clic-clac cooling ») et les atomes sont refroidis à $2 \mu\text{K}$.

2.3.2 Temps de vie des atomes

Une fois un bon vide obtenu, nous avons procédé à la mesure du temps de vie des atomes dans le PMO-3D et dans le piège mixte composé du réseau et du laser de confinement transverse.

dans le PMO-3D :

On charge le PMO-3D à l'aide du PMO-2D, puis on coupe les faisceaux de PMO-2D, et on

mesure la décroissance du nombre d'atomes dans le PMO-3D en mesurant la fluorescence de ceux ci. On trouve un temps de vie de l'ordre de 30 s, ce qui est 10 fois mieux que dans la première expérience où le temps de vie, très limité, était de 3 s.

dans le piège mixte :

On charge le PMO-3D, et on allume les lasers de piégeage en même temps, puis on mesure le nombre d'atomes détectés en fonction du temps de piégeage, ce qui nous renseigne sur le temps de vie des atomes dans le piège.

Lorsqu'on ne piège les atomes que dans le réseau, ils s'en échappent rapidement par les bords, du fait qu'il n'y a pas de confinement transverse. On peut toutefois conserver un nombre d'atomes suffisant pour réaliser des mesures pendant 150 ms.

Lorsqu'on ajoute le laser de confinement transverse, le temps de vie des atomes augmente. On observe sur la Figure 2.11 l'évolution du nombre d'atomes en fonction du temps de piégeage. On ajuste aux mesures une courbe en $e^{-\frac{T}{T_{vie}}}$. On en extrait le temps de vie T_{vie} qui vaut 5, 7 s. Ceci est cohérent avec le vide de notre système, de l'ordre de quelques 10^{-10} Torr.

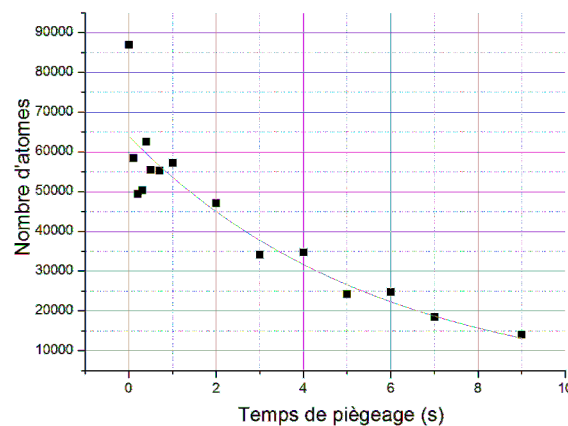


Figure 2.11 : Évolution du nombre d'atomes dans le piège mixte en fonction du temps de piégeage.

2.3.3 Bruit de détection

Nous avons ensuite procédé à la caractérisation de notre nouveau système de détection. Chacun des systèmes de détection a une efficacité de collection calculée de 4,3 %. Nous allons nous intéresser au bruit de détection, qui limitait la sensibilité de la mesure dans la première version de l'expérience (cf partie 1.4.3.3). Lorsque l'on est limité par le

bruit de détection, on peut écrire le bruit de probabilité de transition σ_{P_e} dans le cas où les deux voies N_1 et N_2 sont équilibrées :

$$\sigma_{P_e} = \frac{1}{2} \frac{\sqrt{\sigma_{N_1}^2 + \sigma_{N_2}^2}}{N_{at}} \quad (2.3.1)$$

où $N_{at} = N_1 + N_2$ est le nombre total d'atomes détectés et σ_{N_1} et σ_{N_2} les bruits sur les nombres d'atomes dans les deux voies.

Ce sont eux qui nous intéressent, ainsi que leurs dépendances en fonction des différents lasers utilisés. Pour cela, nous mesurons le bruit sur les nombres d'atomes détectés par les cartes d'acquisition dans différentes configurations, comme on le voit sur la Figure 2.12. En effet, les différents lasers utilisés pour piéger les atomes sont susceptibles de diffuser des photons qui peuvent être détectés par notre système. Dans notre cas, on remarque que le bruit sur le nombre d'atomes détectés correspond au bruit du circuit électronique en transimpédance des photodiodes, car le bruit n'augmente pas lorsqu'on allume les différents lasers de piégeage et de détection. Nous avons aussi étudié l'évolution du bruit selon la puissance du laser infrarouge et selon la puissance envoyée dans les nappes de détection, il reste constant.

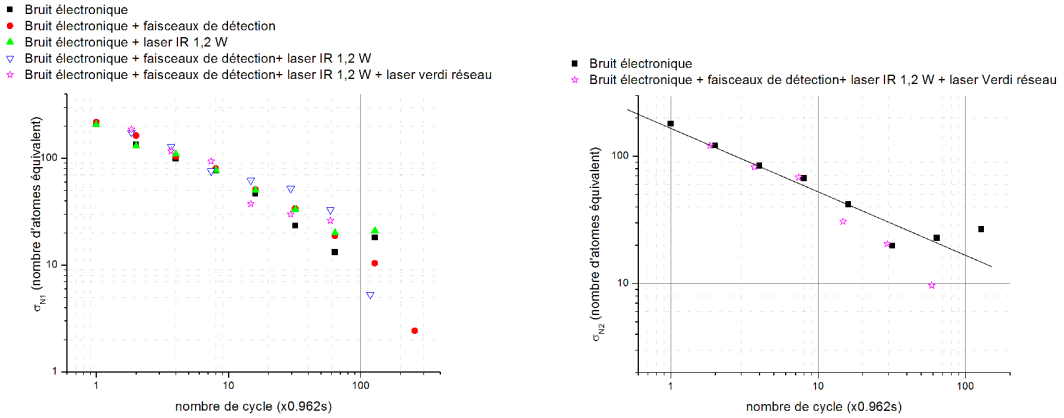


Figure 2.12 : Mesure des différentes sources du bruit de détection pour les atomes dans F=1 à gauche et F=2 à droite. Pour toutes ses mesures, les faisceaux du PMO-2D sont coupés, il n'y a donc pas de vrais atomes. En noir le bruit électronique des deux systèmes de détection additionnés, en rouge on rajoute les faisceaux de PMO-3D et de détection, en vert on rajoute le laser de piégeage infrarouge seul, en bleu on rajoute les faisceaux de détection et le laser infrarouge, et les étoiles roses, on a rajouté le laser Verdi créant le réseau (7 W sur les atomes).

Afin de comparer le nouveau système de détection à l'ancien, nous allons regarder l'évolution du bruit de probabilité de transition σ_{P_e} en fonction du nombre d'atomes N_{at} , ce que l'on voit sur la Figure 2.13. σ_{P_e} ne décroît plus comme un simple bruit de détection en $1/N_{at}$, ce que l'on observait avec notre premier système de détection (cf Figure 1.23).

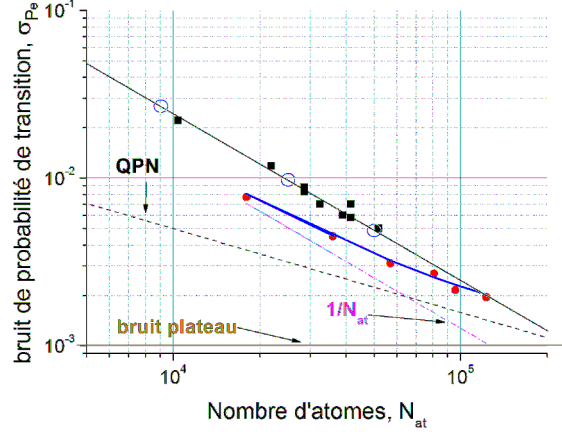


Figure 2.13 : Mesure de σ_{P_e} en fonction du nombre d'atomes, comparaison entre l'ancien système de détection (carrés noirs) et le nouveau (ronds rouges). Les pointillés noir représentent le bruit de projection quantique (calculé), la courbe orange représente le plateau de bruit (ajusté), la courbe en tirets rose représente le bruit électronique (calculé) de la nouvelle détection, et la courbe bleu représente la somme quadratique de ces trois effets.

Pour caractériser cette évolution, nous allons devoir prendre en compte, en plus du bruit de détection, le bruit de projection quantique, ainsi qu'un bruit limite indépendant du nombre d'atomes. Ces sources de bruit étant indépendantes, on doit les sommer quadratiquement.

Nous pouvons calculer notre bruit de détection donné par la formule 2.3.1, où $\sigma_{N_1} = \sigma_{N_2} = \sigma_N = 180$, et correspond au bruit électronique comme on le voit sur la Figure 2.12. On le réécrit :

$$\sigma_{elec} = \frac{\sigma_N}{\sqrt{2N_{at}}} \quad (2.3.2)$$

Le bruit de projection quantique σ_{QPN} ne dépend que du nombre d'atomes, et s'écrit :

$$\sigma_{QPN} = \frac{1}{2\sqrt{N_{at}}} \quad (2.3.3)$$

Nous avons enfin un bruit technique, ne dépendant pas de N_{at} , appelé $\sigma_{plateau}$. Le bruit total s'écrit :

$$\sigma_{tot} = \sqrt{\sigma_{elec}^2 + \sigma_{QPN}^2 + \sigma_{plateau}^2} \quad (2.3.4)$$

La Figure 2.13 compare l'ancien et le nouveau système de détection. Les carrés noir proviennent de la caractérisation de l'ancien système de détection et sont tirés de la Figure 1.23. La puissance des faisceaux de détection et du laser infrarouge sont en effet celles utilisées lors de nos autres prises de mesure. Le bruit de projection quantique calculé est représenté en pointillés noirs, et le bruit électronique en tirets roses. Nous avons ajusté la valeur du bruit plateau de manière à ce que la somme quadratique donnée dans la formule

2.3.4 s'ajuste à nos mesures, elle est représentée par la courbe bleue pour $\sigma_{plateau} = 10^{-3}$.

Ce qui va réellement nous intéresser est de comparer le bruit total typique auquel nous allons être confronté pendant nos mesures de la fréquence de Bloch. Sur l'expérience précédente, la meilleure sensibilité à la fréquence de Bloch pour un interféromètre Ramsey-Raman représentée Figure 1.21 a été obtenue pour un nombre d'atomes très faible de 9000 atomes pour une transition $\Delta m = \pm 7$ et $T \sim 900$ ms. Notre meilleure sensibilité obtenue avec le nouveau dispositif, avec un interféromètre Ramsey-Raman est représentée Figure 3.19. Elle a été obtenue avec $7,4 \times 10^4$ atomes pour une transition $\Delta m = \pm 7$ et $T = 900$ ms. Il faut donc comparer :

$$\begin{aligned}\sigma_{tot\ anc} &= 2,6 \times 10^{-2} \text{ pour } 9000 \text{ atomes} \\ \sigma_{tot\ nouv} &= 2,6 \times 10^{-3} \text{ pour } 7,4 \times 10^4 \text{ atomes}\end{aligned}\tag{2.3.5}$$

Ce qui représente un gain d'un facteur 10 sur le bruit de détection !

2.3.4 Caractérisation du champ magnétique résiduel à l'aide d'impulsions micro-ondes

Afin de préparer des atomes froids et de pouvoir effectuer des mesures dans les meilleures conditions, notamment d'avoir un nuage dont la position et le nombre d'atomes fluctuent le moins possible, on cherche à annuler tout champ magnétique résiduel pouvant exister au niveau des atomes. Le blindage magnétique permet d'atténuer le champ magnétique terrestre. Nous avons mesuré un champ magnétique résiduel d'environ $1 \mu\text{T}$ soit 10 mG dans le blindage vide. Les différents éléments placés sous le blindage peuvent créer des champs, de même que le champ du PMO-2D peut aussi créer des perturbations. Pour minimiser l'amplitude du champ résiduel, nous utilisons des bobines de compensation de champ, installées sous le blindage magnétique.

Afin de pouvoir caractériser ces champs magnétiques résiduels, on utilise la spectroscopie Zeeman. On charge des atomes à l'aide du PMO-3D et de la mélasse, et on les transfère dans $|F = 1\rangle$, mais on ne les pompe pas optiquement et on n'applique pas le champ magnétique de biais que l'on utilise habituellement. On procède ensuite une spectroscopie micro-onde avec une impulsion π de durée $\tau_\pi = 1$ ms. Si un champ magnétique est présent, il va lever la dégénérescence des sous niveaux Zeeman, et nous aurons plusieurs transitions possibles. Nous avons peu de contrôle du mode du champ micro-onde (amplitude, polarisation) dans l'enceinte. L'écart entre les transitions micro-ondes est proportionnel au champ magnétique résiduel, on ajuste le courant des bobines de compensation de champ de manière à réduire au maximum le champ. On peut observer le résultat sur la Figure 2.14.

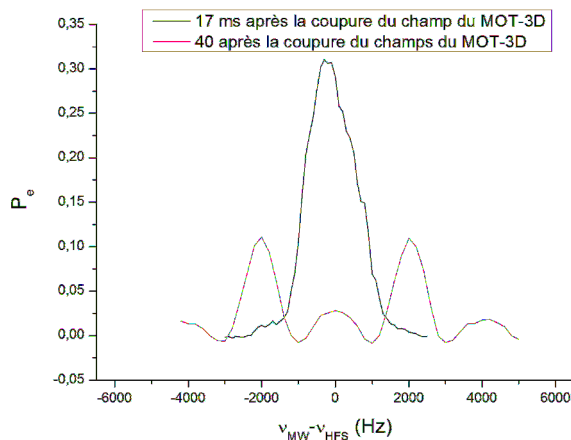


Figure 2.14 : Spectroscopie micro-onde d'un déplacement des transitions micro-ondes liées à un champ magnétique résiduel réalisé avec une impulsion π de $\tau_\pi = 1$ ms. On remarque que 17 ms après la coupure du champ du PMO-3D, les différentes transitions sont indiscernables, alors que 40 ms après la fin du PMO-3D, on voit apparaître les raies de transition $|m_F = 0\rangle \rightarrow |m_F = \pm 1\rangle$ à 2 kHz.

Nous avons réalisé cette compensation 17 ms après la coupure du champ magnétique du PMO-3D : on ne discerne pas les transitions $|m_F = 0\rangle \rightarrow |m_F = \pm 1\rangle$, ce qui indique que le champ magnétique résiduel est inférieur à 1 mG. Cependant après 40 ms, on voit apparaître ces transitions à 2 kHz, ce qui signifie qu'il existe un champ magnétique résiduel de 3 mG. Il s'agit probablement d'un champ magnétique induit qui décroît dans le temps. Nous avons privilégié la compensation de ce champ magnétique pendant la phase de mélasse du PMO-3D, afin d'avoir une bonne stabilité du nombre d'atomes, et pour éviter de donner une vitesse de dérive aux atomes ou de déplacer le nuage pendant la phase de mélasse. Par la suite, nous effectuons une opération de pompage optique permettant d'obtenir tous les atomes dans $|m_F = 0\rangle$, et nous appliquons un champ de biais.

2.3.5 Caractérisation des effets perturbant la fréquence hyperfine

Après avoir optimisé la création des atomes froids, nous allons nous intéresser aux effets qui déplacent la fréquence hyperfine ν_{HFS} entre les deux états hyperfins. Pour cela, nous allons utiliser des impulsions micro-ondes pour induire des transitions sur des atomes piégés dans le réseau. L'état externe des atomes n'est alors pas modifié, et seul leur état interne change.

Il faut utiliser une impulsion à résonance avec la différence d'énergie entre les deux états hyperfins $\tilde{\nu}_{HFS}$ donnée par :

$$\tilde{\nu}_{HFS} = \nu_{HFS} + \frac{\delta_{IR}^{AC}}{2\pi} + \frac{\delta_{CDL}^{AC}}{2\pi} \frac{\delta_{Verdi}^{AC}}{2\pi} + \delta\nu_{Zeeman^2} \quad (2.3.6)$$

où les principaux effets perturbateurs listés ici sont :

- δ_{IR}^{AC} est le déplacement lumineux différentiel induit par le laser infrarouge de piégeage transverse.
- δ_{CDL}^{AC} est le déplacement lumineux différentiel induit par le faisceau compensateur de déplacement lumineux.
- δ_{Verdi}^{AC} est le déplacement lumineux différentiel induit par le réseau.
- $\delta\nu_{Zeeman^2}$ est le décalage de fréquence dû à l'effet Zeeman quadratique.

Ce que nous cherchons à quantifier, ce sont les fluctuations relatives de ces effets qui sont rappelés dans le tableau 1.1. Dans la nouvelle expérience, nous utilisons les mêmes puissances laser que dans l'ancienne, et les effets ont des amplitudes et des fluctuations comparables. Nous sommes majoritairement limités par les fluctuations du déplacement lumineux du laser de piégeage transverse δ_{IR}^{AC} , que nous venons compenser à l'aide du faisceau compensateur.

Pour caractériser cet effet, on utilise une impulsion micro-onde fine spectralement ($\tau_{\pi,mw} = 100$ ms). On fait ensuite varier la puissance du laser infrarouge, sans utiliser le faisceau compensateur. On peut alors mesurer directement le décalage de fréquence induit par l'effet de ce déplacement lumineux, qui est proportionnel à la puissance laser (cf annexe C). On peut observer cette mesure sur la Figure 2.15. L'utilisation d'une impulsion de 100 ms seulement permet aussi de réaliser une mesure avec des atomes piégés uniquement dans le réseau, car ils n'ont pas tous le temps de s'échapper. On obtient la courbe noire, qui n'est pas centrée à ν_{HFS} , à cause de l'effet Zeeman quadratique et du déplacement lumineux du réseau. On remarque que plus on augmente la puissance du laser infrarouge, plus la courbe s'élargit, et en plus, cet élargissement est dissymétrique. Cela vient du fait que les atomes ne voient pas tous la même puissance du laser de piégeage transverse, et donc ils subissent différents déplacements lumineux. Cependant il existe un déplacement lumineux maximal, celui que subissent les atomes qui sont au fond du potentiel, au maximum d'intensité. Les atomes ne peuvent subir qu'un déplacement lumineux inférieur ou égal à celui-ci. On devrait avoir une chute très brusque de P_e pour des fréquences au delà de ce maximum, mais la mesure est une convolution de l'enveloppe gaussienne de l'impulsion micro-onde et de la distribution des inhomogénéités de déplacement lumineux, ce qui adoucit la décroissance. Ce déplacement lumineux du laser infrarouge fluctue, et ses fluctuations induisent des fluctuations de la fréquence hyperfine. Les inhomogénéités vont, quant à elles, réduire le contraste des franges d'interférence de nos interféromètres. Un moyen de quantifier l'impact de ces fluctuations est de mesurer le contraste d'un interféromètre micro-onde :

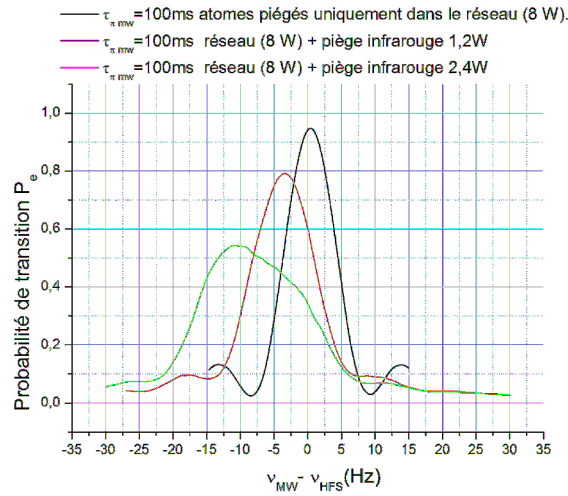


Figure 2.15 : Impulsion micro-onde π avec $\tau_\pi = 100$ ms. Pour la courbe noire, les atomes sont piégés uniquement dans le réseau (8 W). Pour les courbes rouges et vertes, ils sont piégés dans le réseau avec en plus un confinement transverse infrarouge de 1,2W et 2,4W. Ces mesures ont été réalisées sans utiliser le faisceau compensateur de déplacement lumineux.

On réalise un interféromètre Ramsey (deux impulsions $\pi/2$ séparées par un temps de précession T) avec des impulsions micro-ondes. Lorsque nous réalisons l'interféromètre, sans compenser le déplacement lumineux du laser de piégeage transverse, nous constatons que le contraste de l'interféromètre décroît très rapidement lorsqu'on augmente T (~ 200 ms), même lorsque l'on ajuste la fréquence des impulsions micro-ondes suivant l'équation 2.3.6. Le contraste décroît d'autant plus vite que la puissance du laser de confinement transverse utilisée est grande.

Il faut alors ajuster l'alignement et la puissance du laser de compensation du déplacement lumineux, de manière à ce que $\delta_{CDL}^{AC} = -\delta_{IR}^{AC}$. On observe sur la Figure 2.16 le contraste de l'interféromètre Ramsey-micro-onde en fonction du temps de précession libre, une fois cette compensation optimisée.

On remarque que le contraste diminue lorsque la puissance du laser de piégeage infrarouge augmente, ce qui indique une compensation imparfaite. Mais on peut tout de même obtenir un contraste des franges de l'ordre de 80 % pour un interféromètre de 1s. Ce résultat est semblable à ce que l'on obtenait avec la première expérience.

Remarque 1 : On peut aussi mesurer le déplacement lumineux différentiel du réseau. Ce déplacement lumineux étant plus faible, on utilise un outil de mesure plus sensible : un interféromètre Ramsey micro-onde. Lorsque l'on change brusquement la profondeur du réseau, on observe un saut de probabilité de transition sur la frange centrale que l'on peut

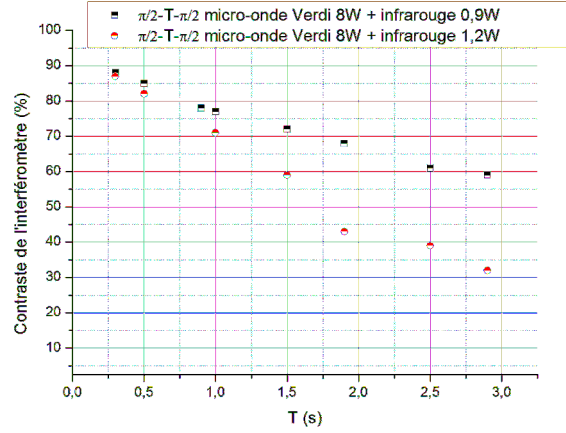


Figure 2.16 : Contraste de l'interféromètre Ramsey-micro-onde $\pi/2$ -T- $\pi/2$ avec $\tau_\pi = 1$ ms réalisé pour deux puissances différentes du laser infrarouge de confinement transverse. A chaque fois l'alignement et la puissance du laser de compensation de déplacement lumineux a été optimisée de manière à obtenir le meilleur contraste possible.

transformer en saut de fréquence (cf partie 3.1.5). Pour une profondeur de $1,6 E_R$, ce déplacement lumineux vaut environ 100 mHz.

Remarque 2 : On peut déduire de la courbe noire de la Figure 2.15 le déplacement lié à l'effet Zeeman quadratique. La raie est centrée à 400 mHz, dont 100 mHz dus au déplacement lumineux différentiel du réseau. L'effet Zeeman quadratique déplace la raie de 300 mHz, ce qui correspond à un champ magnétique résiduel d'environ 20 mG.

2.4 CONCLUSION

La nouvelle version de l'expérience a été installée, et nous avons étudié ses nouvelles caractéristiques. On peut notamment noter que nous avons un meilleur vide qu'avant (quelques 10^{-10} Torr), ce qui permet d'obtenir un meilleur temps de vie des atomes. Ce niveau de vide nous permettra de refroidir les atomes par refroidissement évaporatif dans un piège dipolaire (cf chapitre 5).

Nous avons aussi changé le désaccord des lasers d'interrogation Raman de $2\pi \times 3,4$ GHz à $2\pi \times 300$ GHz ce qui a permis de réduire significativement le déplacement lumineux différentiel des faisceaux Raman. Nous verrons au chapitre 3 que cela nous permettra d'obtenir de meilleures oscillations de Rabi.

Nous avons enfin changé de système de détection en utilisant deux systèmes ayant une efficacité de collection de 4,3% chacun, permettant de diminuer le bruit de détection d'un facteur 4,2!

Nous sommes enfin capables de compenser le déplacement lumineux du laser de piégeage infrarouge à l'aide d'un laser de compensation, ce qui nous permet de réaliser des interféromètres Ramsey-micro-onde, ayant un contraste des franges de 80 % pour un interféromètre de 1 s.

Nous allons maintenant pouvoir étudier les interféromètres utilisant des impulsions Raman !

Résultats

Après avoir modifié notre dispositif expérimental, et étudié ses principales caractéristiques, nous avons cherché à caractériser ses performances. Nous avons donc réalisé de nouvelles mesures de la fréquence de Bloch et de sensibilité court terme, et nous avons mené une étude d'exactitude. Nous avons ensuite testé de nouveaux schémas interférométriques visant à améliorer la sensibilité de notre mesure.

Sommaire

3.1 Étude de la sensibilité	78
3.1.1 Oscillations de Rabi	78
3.1.2 Spectroscopie Raman	84
3.1.3 Interféromètre Ramsey Raman	89
3.1.4 Interféromètre accordéon	93
3.1.5 Étude des limitations	95
3.2 Étude de l'exactitude	100
3.2.1 Mesure de la fréquence de Bloch en fonction de la puissance du laser de confinement transverse	100
3.2.2 Mesure de la fréquence de Bloch en fonction de la profondeur du réseau	104
3.2.3 Verticalité du réseau	106
3.3 Nouveaux types d'interféromètres	106
3.3.1 Interféromètre Ramsey Raman symétrique	107
3.3.2 Interféromètre $\pi/2 - 3\pi/2$	109
3.3.3 Interféromètre $\pi/2 - \pi - \pi - 3\pi/2$	112
3.3.4 Interféromètre multi- π	115
3.4 Conclusion	117

3.1 ÉTUDE DE LA SENSIBILITÉ

Après avoir assemblé le nouveau dispositif expérimental, et remis en fonction tous nos lasers, nous avons voulu évaluer dans quelle mesure les modifications apportées au dispositif permettent d'améliorer les performances de l'interféromètre, notamment en terme de sensibilité. Nous avons réalisé des mesures à plusieurs profondeurs de piégeage, et pour deux désaccords Raman. Des résultats seront présentés dans les différentes configurations.

3.1.1 Oscillations de Rabi

Le point crucial pour pouvoir réaliser des interféromètres est de pouvoir séparer avec une bonne efficacité les atomes de manière cohérente, afin de réaliser des impulsions π ou $\pi/2$ aussi parfaites que possible. Nous allons donc nous intéresser à la réalisation de ces séparatrices, et pour cela aux oscillations de Rabi que nous sommes capables de réaliser. Nous avons vu dans la partie 1.4.3.1 que nous étions capables de réaliser des oscillations de Rabi, mais que leur contraste était limité, et qu'il nous fallait utiliser des impulsions longues pour pouvoir transférer entre 70 et 80 % des atomes lors d'une impulsion π (voir Figure 1.18). Nous allons comparer les oscillations de Rabi que nous avons été capables d'observer sur la nouvelle expérience, aux deux valeurs du désaccord Raman Δ : 3,4 GHz et 300 GHz.

Lorsque nous avons remonté l'expérience, nous n'avons pas toute suite constaté que le rayon à $1/e^2$ du laser Verdi avait changé, et, après avoir réaligné tous les lasers, nous avons effectué des premiers tests. Le désaccord des lasers Raman était encore le même que sur la version précédente de l'expérience, de 3,4 GHz. Nous avons cependant obtenu des oscillations de Rabi qui présentent un meilleur contraste que sur l'ancien dispositif. La Figure 3.1 présente la mesure des oscillations de Rabi réalisée pour une transition $\Delta m = 2$ ($\nu_2 - \nu_1 = \nu_{HFS} + 2 \times \nu_B$), car la profondeur maximale que nous avons observée est de 4,5 Er. On peut effectuer une transition π en 35 ms avec une efficacité de transfert de 85%. Nous avons réalisé cette mesure pour Nous attribuons cette amélioration au fait que nous avons réduit le rayon à $1/e^2$ des lasers Raman, et que nous avons modifié leur chemin de manière à ce qu'ils ne soient plus coupés par les bords des miroirs (cf partie 2.2.3). Nous pouvons ajuster nos mesures par une fonction sinusoïdale amortie.

$$P(t) = P_\infty - \frac{C_{max}}{2} \cos(\Omega_{Ram} t) e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (3.1.1)$$

Les taux de décroissance $\gamma = 1/\tau$ de ces oscillations de Rabi sont représentées sur la Figure 3.2 gauche. On remarque que γ est proportionnel à Ω_{Ram} . Cela peut s'expliquer par des

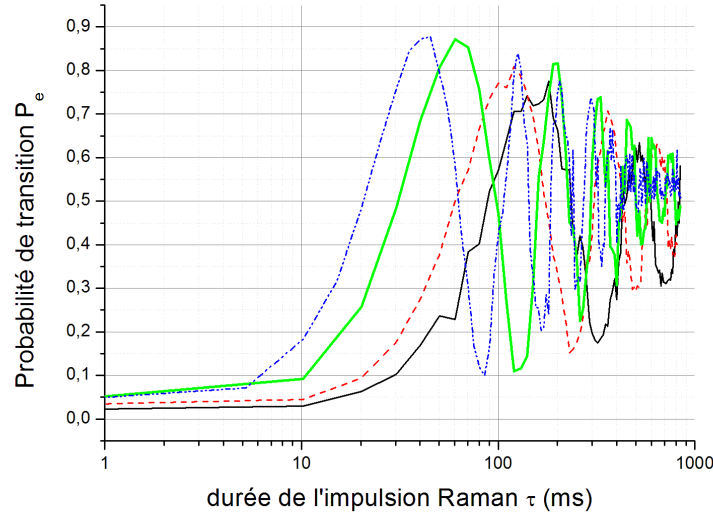


Figure 3.1 : Oscillations de Rabi pour différentes pulsations de Rabi. $\Delta m = 2$, $U_{\text{reseau}} = 4,5 E_R$, $P_{IR} = 1,2$ W, rayon à $1/e^2$ du laser du réseau de $400 \mu\text{m}$.

inhomogénéités de couplage (liées à des inhomogénéités de profondeur ou de l'intensité des faisceaux Raman) ou à des inhomogénéités de désaccord (liées à des inhomogénéités de déplacement lumineux des faisceaux Raman). Nous imputons en fait ces inhomogénéités à des inhomogénéités de déplacement lumineux des faisceaux Raman (cf partie 2.2.3). Le contraste maximal des oscillations de Rabi est représenté sur la Figure 3.2 droite. On remarque que plus la pulsation de Rabi est élevée, plus le contraste est important. Cela peut s'expliquer par le fait que le rayon à $1/e^2$ du laser Verdi qui crée le réseau était pour ces mesures plus petit que nous le pensions ($400 \mu\text{m}$ au lieu de 950). Pour un tel rayon, des effets thermiques font varier la profondeur du réseau en fonction du temps (de $6,5 E_R$ à $4,5 E_R$ en 500 ms). Pour une pulsation de Rabi plus grande, la durée d'une impulsion π est plus courte, la profondeur et donc le couplage varient moins pendant l'impulsion. Le contraste de l'oscillation est donc meilleur aux temps courts. Cependant la courbe d'ajustement n'est peut être pas parfaitement adaptée car on obtient parfois des contrastes supérieurs à 1...

A cause de ces effets thermiques importants, il s'est révélé très difficile de trouver la position des franges centrales, car le contraste et la valeur moyenne de la probabilité de transition fluctuaient beaucoup. Nous n'avons donc pas pu réaliser des mesures de g . Nous avons donc ensuite rajouté un télescope de grandissement $\times 2$ sur le trajet du Verdi (cf partie 2.2.2). Le rayon à $1/e^2$ du laser Verdi est maintenant de l'ordre de 1 mm sur les atomes, et les profondeurs que nous atteignons sont d'environ $1,6 E_R$. Le désaccord des lasers Ra-

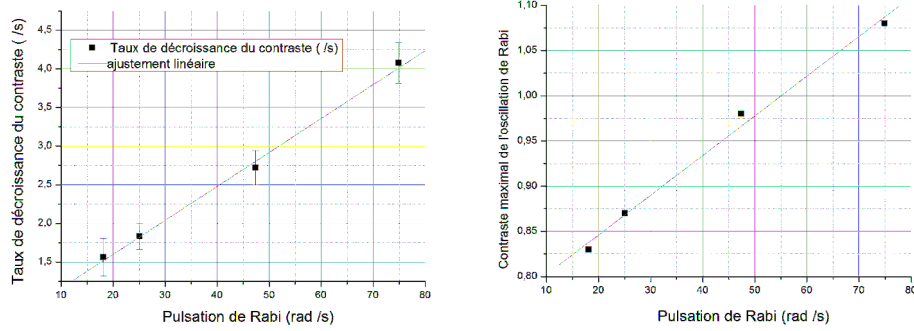


Figure 3.2 : A gauche, taux de décroissance des oscillations de Rabi de la Figure 3.1 en fonction de la pulsation de Rabi. A droite, contraste maximal de ces oscillations de Rabi C_{max} .

man est toujours de 3,4 GHz. On observe sur la Figure 3.3 que le contraste des oscillations

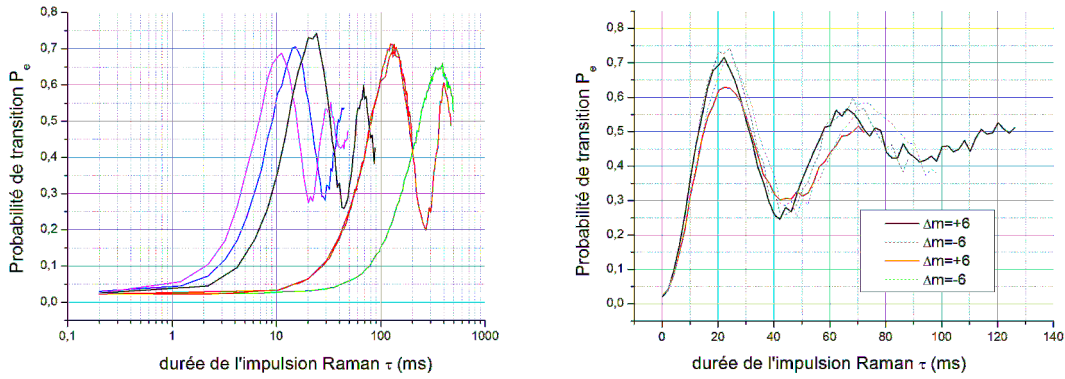


Figure 3.3 : A gauche, oscillations de Rabi pour différentes pulsations de Rabi. A droite, observation de fluctuations du contraste des oscillations de Rabi. Paramètres : $\Delta m = 6$, $U_{reseau} = 1,6 E_R$, $P_{IR} = 0,8$ W, rayon à $1/e^2$ du laser du réseau de 1 mm, désaccord Raman 3,4 GHz.

de Rabi a alors diminué. De plus nous avons remarqué que ce contraste fluctuait de façon importante au cours du temps. Nous avons montré que ces fluctuations étaient bien corrélées aux fluctuations du déplacement lumineux différentiel des lasers Raman δ^{AC} . Etant donné que la profondeur du réseau a diminué, le couplage est moins efficace (cf Figure 3.5), le rapport $\delta^{AC}/\Omega_{\Delta m=\pm 6}$ est maintenant égal à 8, et les inhomogénéités du déplacement lumineux différentiel des lasers Raman sont de l'ordre de $\Omega_{\Delta m}/2$. On peut ajuster à ces nouvelles courbes d'oscillations de Rabi la même sinusoïde multipliée par une exponentielle décroissante (donnée par l'équation 3.1.1). Le taux de décroissance et le contraste maximal de ces oscillations est comparé sur la Figure 3.4 à ceux des premières oscillations réalisées. On remarque que le taux de décroissance suit la même loi que les oscillations précédentes.

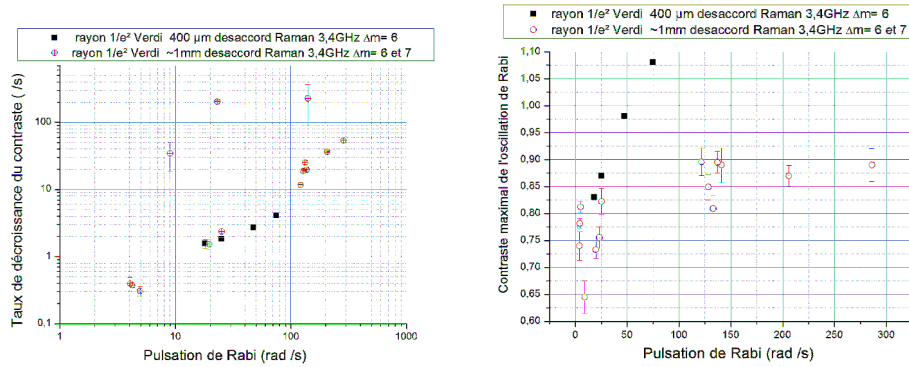


Figure 3.4 : A gauche, taux de décroissance des oscillations de Rabi de la Figure 3.1 et 3.3 en fonction de la pulsation de Rabi. A droite, contraste maximal de ces oscillations de Rabi.

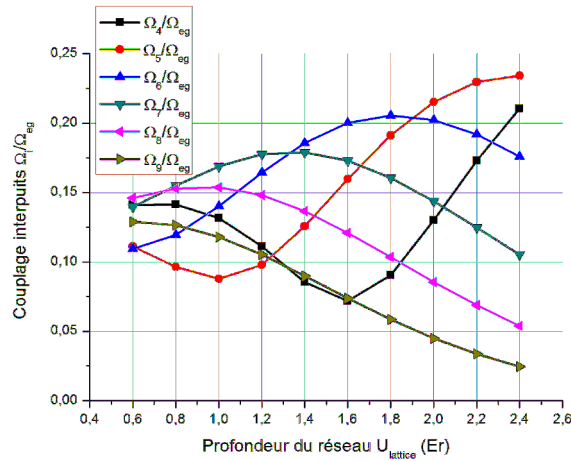


Figure 3.5 : Calcul des couplages dans la bande de Bloch fondamentale pour $\lambda_{Raman} = 780$ nm et $\lambda_{reseau} = 532$ nm en fonction de la profondeur du réseau U_{reseau} et de différentes séparations inter-puits Δm à basse profondeur.

Le contraste maximal est certes moins grand que pour les premières oscillations réalisées, mais il dépend moins de la pulsation de Rabi, car la profondeur est désormais stable ! Pour les faibles pulsations de Rabi, les mesures ne réalisaient pas forcément une impulsion π , et l'ajustement est moins fiable.

Nous avons néanmoins réussi à réaliser des mesures de gravité dans cette configuration, ce que nous verrons dans les parties 3.1.2, 3.1.3 et 3.1.4.

Nous avons finalement changé le désaccord des lasers Raman de 3,4 à 300 GHz, ce qui permet de diminuer drastiquement le rapport $\delta^{AC}/\Omega_{\Delta m}$ (cf Figure 2.9). Les inhomogé-

néités de déplacement lumineux sont grandement réduites (cf partie 2.2.3). On observe

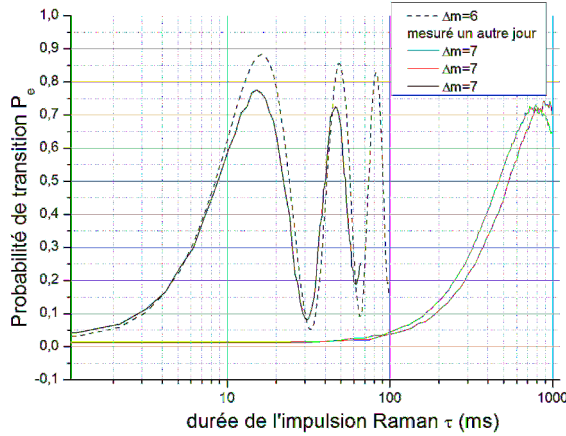


Figure 3.6 : Oscillations de Rabi pour différentes puissances des impulsions. Paramètres : $\Delta m = 6$ et 7 , $U_{\text{reseau}} = 1,6 E_R$, $P_{IR} = 0,5$ W, rayon à $1/e^2$ du laser du réseau de 1 mm, désaccord Raman 300 GHz.

alors des oscillations de Rabi sur la Figure 3.6, dont le contraste est proche de 100 %. Nous sommes par contre limités dans la valeur maximale de $\Omega_{\Delta m}$ à environ $2\pi \times 33$ Hz pour les transitions $\Delta m = \pm 7$. Le contraste des oscillations de Rabi ne décroît plus en fonction de la durée de l'impulsion (ce qui prouve bien que les fluctuations du contraste pour un désaccord de 3,4 GHz sont dues aux fluctuations du déplacement lumineux des lasers Raman). Nous pouvons réaliser des impulsions $5 \times \pi$ avec une efficacité de transfert de l'ordre de 80 %. Nous avons utilisé la même courbe d'ajustement, dont nous déduisons le taux de décroissance du contraste des oscillations de Rabi ainsi que le contraste maximal. Les résultats sont représentés sur la Figure 3.7. On remarque que l'estimation des taux de décroissance sont beaucoup plus reproductibles, car le déplacement lumineux des Raman est beaucoup plus faible. Le taux de décroissance à grande pulsation de Rabi est réduit, mais à faible pulsation (durée d'impulsion longue), le taux de décroissance semble le même quelque soit le désaccord. Cela semble indiquer qu'à longue impulsion, un autre phénomène limite l'efficacité de nos impulsions Raman, comme par exemple l'émission spontanée due aux lasers de piégeage ou l'inhomogénéité des déplacements lumineux des lasers de piégeage.

Remarque 1 : L'efficacité de transfert d'une impulsion π Raman est limitée à 90%, mais il faut la comparer à l'efficacité d'une impulsion micro-onde qui est au mieux de 97%, car la préparation de nos atomes dans $|m_F = 0\rangle$ n'est pas parfaite.

Remarque 2 : On observe que les oscillations de Rabi ont une meilleure efficacité pour

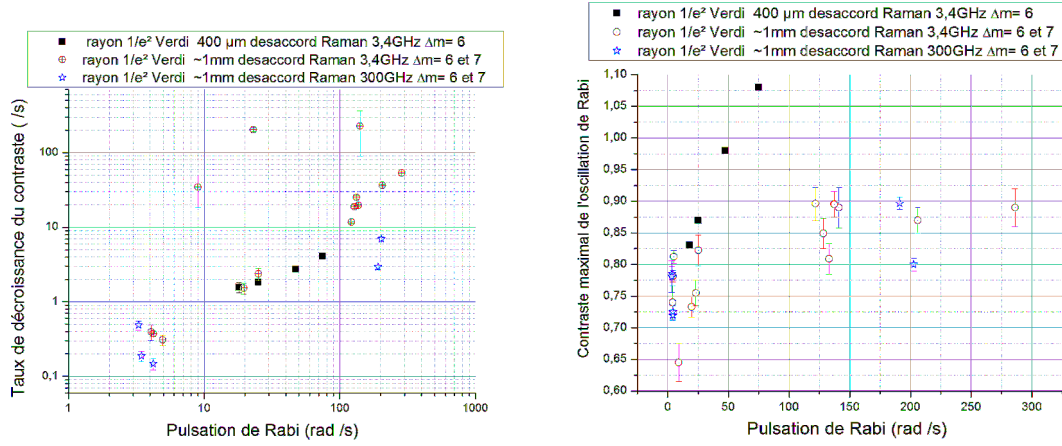


Figure 3.7 : A gauche, résumé du taux de décroissance du contraste des oscillations de Rabi en fonction de la pulsation de Rabi pour les deux tailles du col du réseau, et deux désaccords Raman. A droite, contraste maximal de ces oscillations de Rabi.

les transitions de $\Delta m = 6$ que pour $\Delta m = 7$. Ceci est lié à la profondeur à laquelle ces oscillations de Rabi ont été mesurées, $1,6 E_R$: le couplage est moins favorable pour $\Delta m = 7$ (cf Figure 3.5). Par ailleurs, les mesures n'ont pas été réalisées le même jour, et les faisceaux ont pu se désaligner. Il faut dans l'idéal que les faisceaux Raman soient exactement superposés l'un sur l'autre et sur les atomes.

Après avoir travaillé un certain temps à ces paramètres, nous avons voulu réaugmenter la profondeur du réseau, pour finaliser l'étude du contraste de l'interféromètre (cf partie 4.1). Nous avons alors déplacé une des lentilles composant le télescope réglant le rayon à $1/e^2$ du laser Verdi, afin de gagner en profondeur en minimisant les effets thermiques. Nous avons alors obtenu une profondeur de $3,9 E_R$, nous permettant de travailler avec des transitions $\Delta m = \pm 3$ et ± 2 (cf Figure 1.10). Nous avons alors observé des oscillations de Rabi, comme on peut le voir sur la Figure 3.8, ayant une efficacité de transfert de 90 % pour une impulsion de 5π . On remarque cependant que l'oscillation de Rabi pour $\Delta m = 2$ est plus « bruitée ». Ceci est dû au fait qu'à $3,9 E_R$, on ne se trouve pas au maximum de profondeur pour la transition ± 2 , et que des fluctuations de profondeur vont entraîner une fluctuation du couplage beaucoup plus importante (cf Figure 1.10).

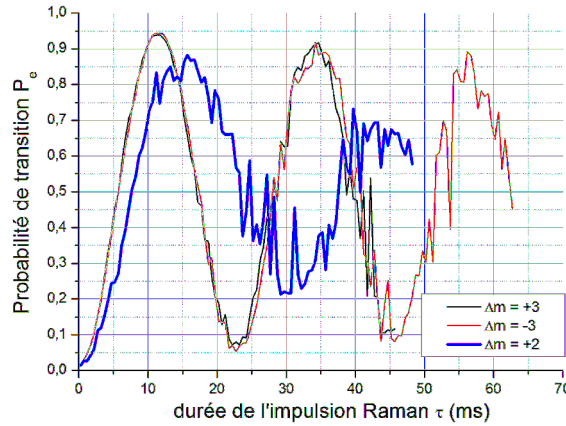


Figure 3.8 : Oscillations de Rabi pour différentes puissances des impulsions. Paramètres : $\Delta m = 2$ et ± 3 , $U_{\text{reseau}} = 3,9 E_R$, $P_{IR} = 0,5$ W, désaccord Raman 300 GHz.

3.1.2 Spectroscopie Raman

3.1.2.1 Profondeur

Pour caractériser la profondeur à laquelle nous nous trouvons, nous mesurons l'amplitude relative des couplages des transitions pour différents Δm .

Pour cela, nous pouvons réaliser une spectroscopie Raman, comme expliqué dans la partie 1.4.2.2, en utilisant une impulsion d'aire inférieure à π , et en balayant la fréquence de cette impulsion. Les couplages pour $\pm\Delta m$ étant égaux, les spectres obtenus sont symétriques, et nous ne balayons la fréquence des lasers Raman $\nu_2 - \nu_1$ que pour des fréquences supérieures à ν_{HFS} . Comme on peut le voir sur la Figure 3.9, on retrouve des pics correspondant aux transitions vers différents Δm séparés entre eux de la fréquence de Bloch $\nu_B \sim 568,5$ Hz. En comparant les hauteurs relatives des différentes transitions avec la Figure 3.5, on en déduit la profondeur, ici environ $1,6 E_R$.

Afin de trouver le maximum local de couplage pour un pic, on peut au contraire fixer tous les paramètres des impulsions Raman (en veillant que l'aire de l'impulsion soit inférieure à π), et varier uniquement la profondeur du réseau. On observe alors l'évolution du couplage pour les différents Δm sur les Figures 3.10 et 3.11. Les couplages suivent les mêmes évolutions que les calculs des Figures 3.5 et 1.10.

La Figure 3.11 a été réalisée alors que le laser créant le réseau avait encore un rayon à $1/e^2$ de $400 \mu\text{m}$. Les mesures ont été réalisées juste après avoir allumé le réseau, quand la profondeur était très grande ($6,5 E_R$), les effets thermiques n'ayant pas encore réduit la puissance du laser.

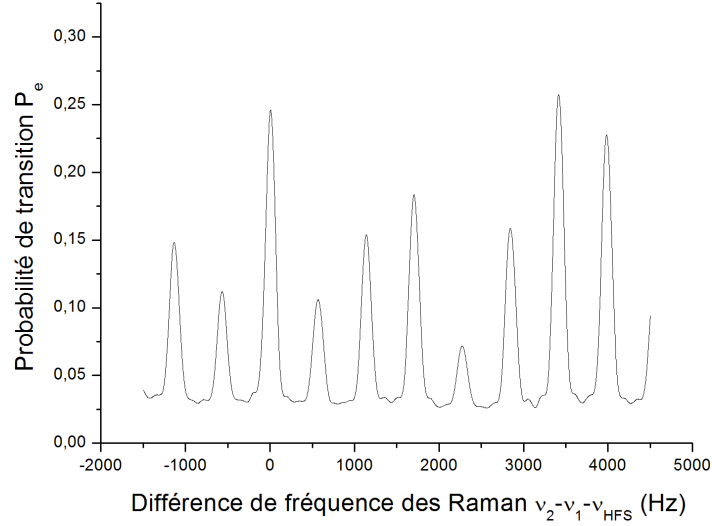


Figure 3.9 : Probabilité de transition P_e lors d'une transition Raman en fonction du désaccord ν_{Ram} , recentré sur ν_{HFS} . Les résonances des états de Wannier Stark sont séparées de ν_B . Les hauteurs relatives entre les différents pics nous renseignent sur la profondeur du réseau. Paramètres $\tau = 7,5$ ms $P_{IR} = 1,05$ W, désaccord Raman 3,4 GHz.

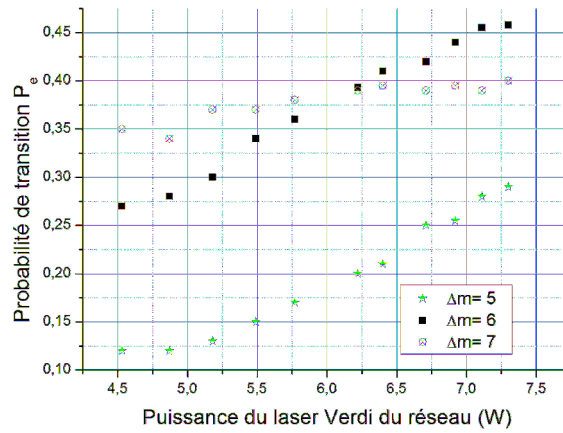


Figure 3.10 : Probabilité de transition P_e lors d'une transition Raman en fonction de la puissance du laser Verdi créant le réseau, proportionnelle à la profondeur, pour $\nu_{Ram} = \nu_{HFS} + 5, 6$ et $7 \nu_B$. Les hauteurs relatives entre les différents pics nous renseignent sur la profondeur du réseau. Paramètres $\tau = 7,5$ ms $P_{IR} = 1,0$ W, rayon à $1/e^2$ du laser Verdi = 1 mm, désaccord Raman 3,4 GHz.

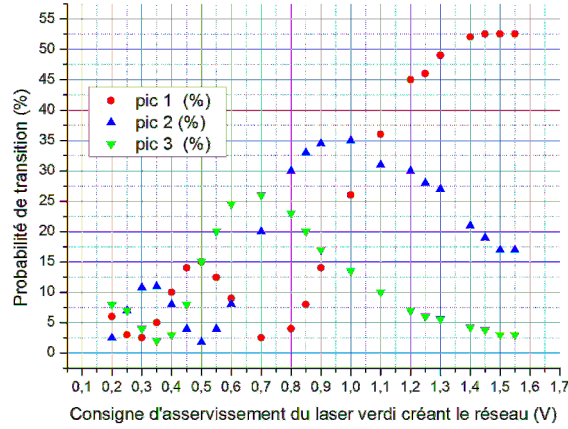


Figure 3.11 : Probabilité de transition P_e lors d'une transition Raman en fonction de la consigne d'asservissement du laser Verdi créant le réseau, proportionnelle à la profondeur, pour $\nu_{Ram} = \nu_{HFS} + 1,2$ et $3 \nu_B$. Les hauteurs relatives entre les différents pics nous renseignent sur la profondeur du réseau. Paramètres $\tau = 7,5$ ms $P_{IR} = 1,2$ W, rayon à $1/e^2$ du laser Verdi = $400 \mu\text{m}$, désaccord Raman $3,4$ GHz. Le laser Verdi est allumé juste avant la mesure, la profondeur maximale est alors proche de $6,5 E_R$ (consigne de $1,6$ V).

3.1.2.2 Sensibilité

Après avoir ajouté le télescope sur le faisceau du laser Verdi créant l'onde stationnaire et limité les fluctuations de la profondeur du réseau, nous avons pu caractériser la sensibilité court terme sur la mesure de la fréquence de Bloch ν_B .

Nous allons pour cela répéter une mesure de ν_B ou de ses multiples en utilisant les méthodes décrites dans la partie 1.4.3.2 de manière à évaluer ses fluctuations, et la manière dont on peut moyenner le bruit.

Désaccord Raman de $3,4$ GHz :

Une première manière de réaliser cette mesure est d'utiliser une impulsion Raman très bien résolue. Nous avons réalisé une mesure, lorsque le désaccord Raman était encore de $3,4$ GHz, mais nous venions de réaligner les faisceaux Raman, et les fluctuations du déplacement lumineux étaient égales à $\Omega_{\Delta m}/4$. L'impulsion Raman utilisée était relativement longue : $\tau_\pi = 1,6$ s. On observe sur la Figure 3.12 le pic de la transition $+7$ ainsi que le suivi des fluctuations de fréquence des transitions $+$ et -7 . On remarque que, comme dans la partie 1.4.3.2, le bruit de fréquence sur chacune des transitions n'est pas blanc, mais le pic correspondant à la transition $+7$ se déplace de la même manière que le pic correspondant à la transition -7 . Ces fluctuations sont légèrement plus faibles que sur la première expérience (300mHz sur $7 \times \nu_B \sim 3980$ Hz). On peut s'affranchir de ces fluc-

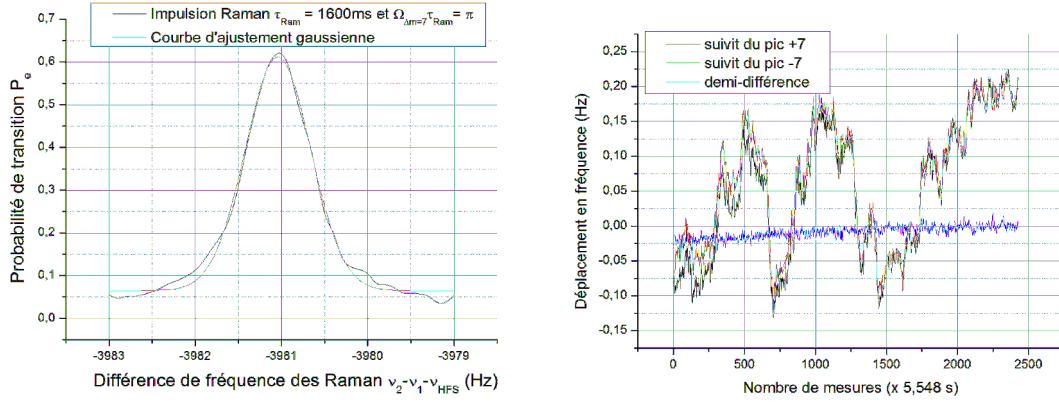


Figure 3.12 : A gauche, spectroscopie Raman fine. A droite, suivi des fluctuations temporelles de fréquence de la spectroscopie Raman fine. Paramètres : $\Delta m = 7$, $U_{\text{reseau}} = 1,6 E_R$, $P_{IR} = 0,5 \text{ W}$, $\tau_{\text{Ram}} = 1,6 \text{ s}$, $\Omega_{\Delta m = \pm 7} \times \tau_{\text{Ram}} = \pi$, désaccord Raman 3,4 GHz.

tuations en calculant la demi-différence, ce qui nous permet aussi de calculer la valeur de ν_B . On trace sur la Figure 3.13 l'écart type d'Allan de la mesure, ce qui nous permet de déduire la sensibilité court terme de la mesure, égale à 6×10^{-6} à 1 s en relatif, ce qui est 4,1 fois mieux que lors de la première expérience. On obtient après 1000 s d'intégration une sensibilité relative de $3,8 \times 10^{-7}$. Une dérive long terme de la demi-différence est visible sur la Figure 3.12 droite, ce qui explique la variance d'Allan remonte après 1000 s.

Remarque : La droite noire représentant une décroissance en $1/\sqrt{T_{\text{int}}}$ est un guide pour les yeux. C'est aussi le cas pour tous les autres écarts types tracés dans ce manuscrit.

Désaccord Raman de 300 GHz :

Nous avons effectué une deuxième mesure, après avoir changé le désaccord Raman à 300 GHz. Nous avons aussi effectué la mesure pour les transitions $\delta m = \pm 7$, mais avec une impulsion Raman un peu plus courte $\tau_\pi = 900 \text{ ms}$. Les fluctuations du déplacement lumineux différentiel sont négligeables, mais ce qui va nous limiter sont les fluctuations de puissance du faisceau de compensation de déplacement lumineux. On voit en effet, sur la Figure 3.14, que la fréquence des transitions ± 7 présente des fluctuations périodiques sur environ 200 cycles de mesure ce qui correspond au temps de cycle de la climatisation ($\sim 11 \text{ min}$). Les fluctuations sur un cycle de climatisation sont de l'ordre de 75 mHz, elles sont 4 fois plus faibles que celles observées sur la Figure 3.12. Elles correspondent aux fluctuations de puissance du faisceau de compensation de déplacement lumineux. Le faisceau qui compense le déplacement lumineux différentiel du laser IR de piégeage transverse qui vaut environ 2Hz fluctue ici de $\sim 4\%$ (cf Figure 3.14 à droite), ce qui implique une fluctuation de la position de la fréquence hyperfine de 80 mHz !

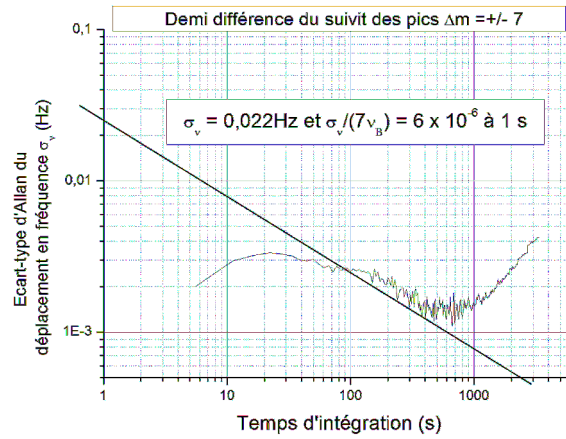


Figure 3.13 : Écart type d'Allan des fluctuations temporelles de fréquence de la spectroscopie Raman fine. Paramètres : $\Delta m = 7$, $U_{reseau} = 1,6 E_R$, $P_{IR} = 0,5 W$, $\tau_{Ram} = 1,6 s$, $\Omega_{\Delta m=\pm 7} \times \tau_{Ram} = \pi$, désaccord Raman 3,4 GHz.

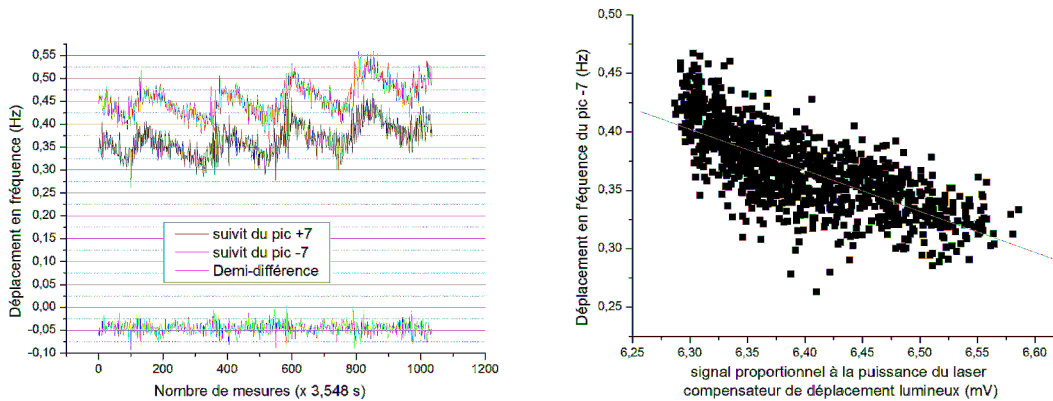


Figure 3.14 : A gauche, suivi des fluctuations temporelles de fréquence de la spectroscopie Raman fine. A droite corrélation entre les fluctuations de puissance du laser de compensation de déplacement lumineux et les fluctuations de fréquence de la spectroscopie Raman fine. Paramètres : $\Delta m = 7$, $U_{reseau} = 1,6 E_R$, $P_{IR} = 0,5 W$, $\tau_{Ram} = 900 ms$, $\Omega_{\Delta m=\pm 7} \times \tau_{Ram} = \pi$, désaccord Raman 300 GHz.

En calculant la demi-différence, on peut encore une fois s'affranchir de ces fluctuations, ce qui nous amène à une sensibilité relative à 1 s de $6,8 \times 10^{-6}$, que l'on peut observer Figure 3.15. On n'observe en revanche pas de franche dérive long terme (la mesure est cependant plus courte que la précédente), ce qui permet d'atteindre après 400 s d'intégration une sensibilité relative de $3,8 \times 10^{-7}$.

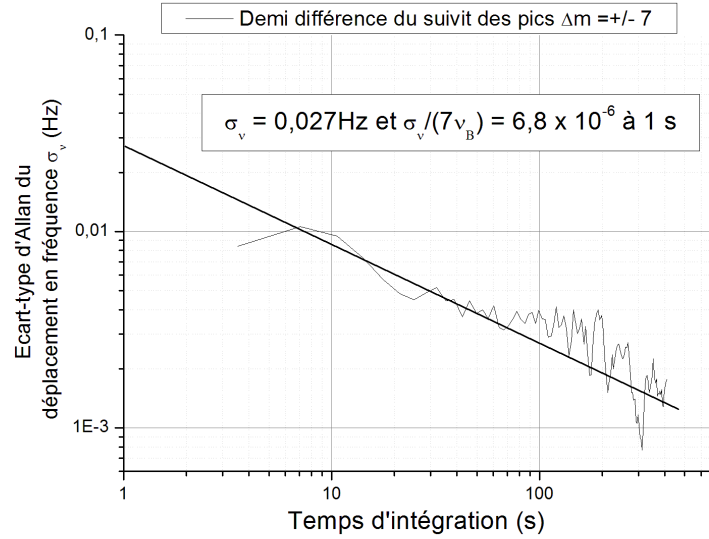


Figure 3.15 : Écart type d'Allan des fluctuations temporelles de fréquence de la spectroscopie Raman fine. Paramètres : $\Delta m = 7$, $U_{reseau} = 1,6 E_R$, $P_{IR} = 0,5 W$, $\tau_{Ram} = 900 s$, $\Omega_{\Delta m = \pm 7} \times \tau_{Ram} = \pi$, désaccord Raman 300 GHz.

3.1.3 Interféromètre Ramsey Raman

Après avoir ajouté le télescope sur le laser Verdi, nous avons étudié la sensibilité d'un interféromètre Ramsey-Raman ($\pi/2 - T_{Ramsey} - \pi/2$), en suivant les fluctuations de fréquence de la frange centrale, comme expliqué dans la partie 1.4.3.2.

La Figure 3.16 représente un interférogramme de Ramsey, réalisé en balayant la différence de fréquence entre les faisceaux Raman. Les paramètres de l'interféromètre (durée de l'impulsion $\pi/2$ de 6 ms, temps d'évolution libre de 150 ms) étaient optimisés sur la transition $\Delta_m = 3$. On peut comparer cette figure avec la Figure 1.16. On voit qu'on a sensiblement amélioré le contraste des franges à une profondeur comparable, ce qui laisse espérer une meilleure sensibilité. Nous avons pu, en modifiant le télescope et donc la profondeur du réseau, tester cet interféromètre à plusieurs profondeurs et étudier ses caractéristiques. Je reviendrai dessus dans la partie 4.1. Je ne vais décrire ici que les mesures ayant mené aux meilleures sensibilités court terme.

Les meilleures sensibilités ont toujours été obtenues à basse profondeur ($1,6 E_R$), et en utilisant des transitions $\Delta m = \pm 7$.

Désaccord Raman 3,4 GHz :

Nous avons d'abord effectué une mesure de ν_B à l'aide d'un interféromètre Ramsey-Raman

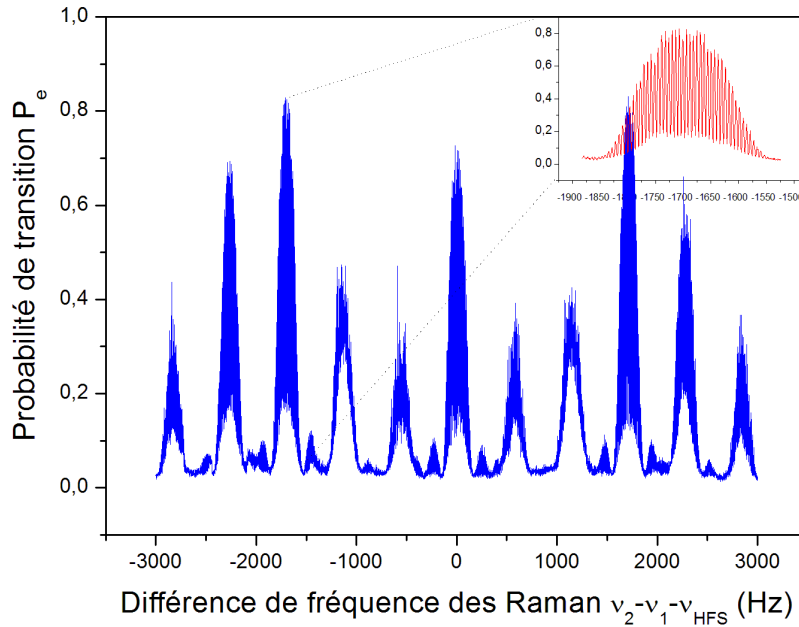


Figure 3.16 : Franges d'interférences lors d'un interféromètre de Ramsey-Raman. Paramètres : $U_{\text{reseau}} = 3,9E_R$, $P_{IR} = 0,5 \text{ W}$, $\tau_{\pi/2 \text{ Ram}} = 6\text{ms}$, $T_{\text{Ramsey}} = 150 \text{ ms}$, désaccord Raman 300 GHz.

sur les transitions $\Delta m = \pm 7$, au désaccord Raman de 3,4 GHz. On observe sur la Figure 3.17 à gauche, les fluctuations de fréquence mesurées sur des transitions $\Delta m = \pm 7$, ainsi que leur demi-différence. On observe, à droite, les écarts type d'Allan de ces fluctuations de fréquence. On remarque encore une fois que le bruit de fréquence de chacune des transitions n'est pas blanc, ce qui se voit sur les écarts types d'Allan qui ne décroissent pas. On peut s'affranchir de ces fluctuations en calculant la demi-différence qui se moyenne en 1000 s à 1 mHz. Il reste toutefois un large résidu de fluctuations périodiques ($\pm 20 \text{ mHz}$ pic à pic), qui empêche la mesure de s'intégrer correctement, et l'écart type d'Allan de décroître en $1/\sqrt{T}$.

En sélectionnant un moment « calme » de la mesure on obtient une sensibilité court terme relative de $6,0 \times 10^{-6}$ à 1 s.

Par ailleurs le gain de l'intégrateur permettant de suivre la frange centrale n'était pas assez élevé pour bien suivre les fluctuations, et la bosse due à l'intégrateur est si large qu'elle rejoint directement la dérive (liée à un résidu de fluctuations périodique, mal supprimée par la demi-différence).

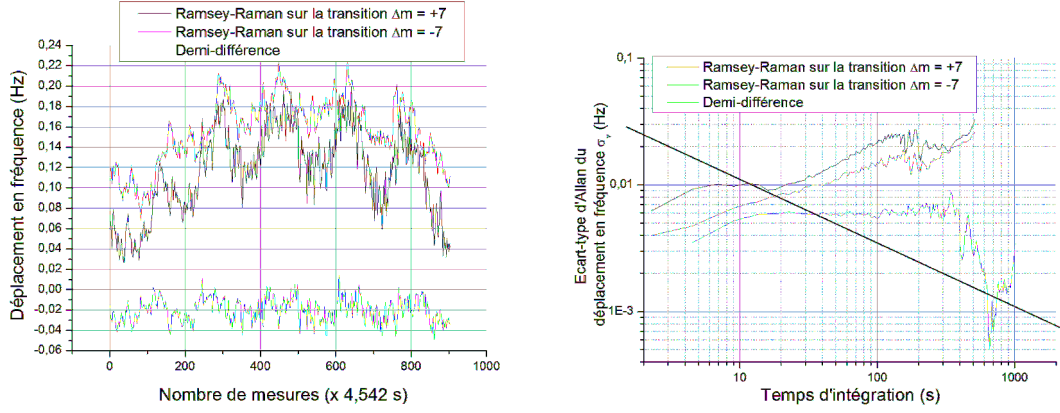


Figure 3.17 : A gauche, suivi des fluctuations temporelles de fréquence de la fringe centrale des transitions $\Delta m = \pm 7$ de l'interféromètre de Ramsey-Raman. A droite écart type d'Allan des fluctuations temporelles de fréquence de la fringe centrale des transitions $\Delta m = \pm 7$ et de la demi-différence. Paramètres : $\Delta m = 7$, $U_{\text{reseau}} = 1,6 E_R$, $P_{IR} = 0,35 \text{ W}$, $\tau_{\pi/2 \text{ Ram}} = 13,5 \text{ ms}$, $T_{\text{Ramsey}} = 1,2 \text{ s}$, désaccord Raman 3,4 GHz.

Désaccord Raman 300 GHz :

Après avoir changé le désaccord Raman à 300 GHz, nous avons réalisé plusieurs intégrations. Nous devons tenir compte du déplacement lumineux des Raman qui vont décaler le centre des profils de Rabi, et dans une moindre mesure la fréquence des franges centrales. Nous avons réalisé plusieurs intégrations, et les sensibilités court termes obtenues sont très répétables et de l'ordre de $5,0 \times 10^{-6}$ à 1 s (ce qui n'était pas le cas lorsque le désaccord des lasers Raman était de 3,4 GHz). La meilleure sensibilité obtenue est présentée sur la Figure 3.18. Le bruit de fréquence de chacune des transitions n'est toujours pas blanc, ce qui s'observe sur les écart type d'Allan qui ne décroissent pas, mais ces fluctuations ici sont dominées par des fluctuations de la fréquence hyperfine dues, comme dans le cas de la spectroscopie Raman, à des fluctuations de puissance du faisceau de compensation du déplacement lumineux du laser IR. Nous avons mesuré des fluctuations relatives de 7 % pic à pic pour une compensation d'un déplacement de 2 Hz, ce qui induit une fluctuation de la fréquence hyperfine de 140 mHz, comparable à celle mesurée (cf Figure 3.18 gauche). On s'en affranchit encore une fois en calculant la demi-différence qui se moyenne en $1/\sqrt{T}$ jusqu'à 200 s pour atteindre une sensibilité relative maximale de $3,8 \times 10^{-7}$. On en déduit sur la Figure 3.19 la meilleure sensibilité court terme obtenue qui est de :

$$\frac{\sigma_\nu}{7\nu_B} = 3,9 \times 10^{-6} / \sqrt{Hz} \quad (3.1.2)$$

Cette sensibilité est à comparer à la sensibilité que nous avons précédemment obtenue avec un interféromètre Ramsey-Raman qui était de $2 \times 10^{-5} / \sqrt{Hz}$ en relatif. Nous avons donc

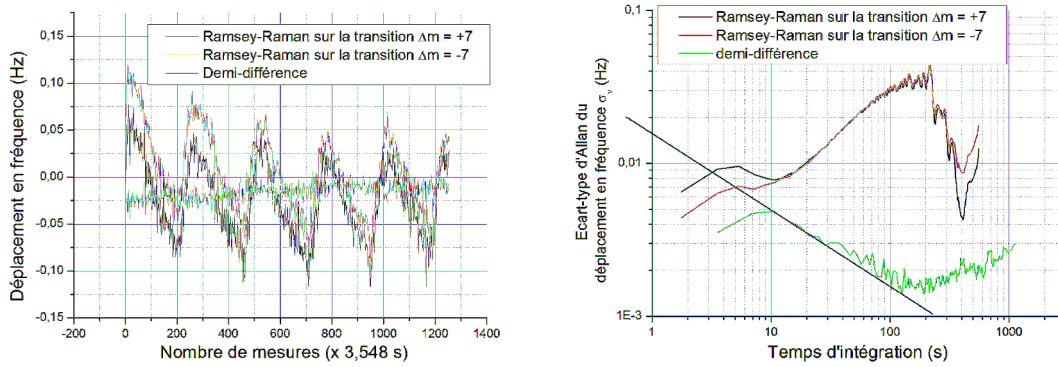


Figure 3.18 : A gauche, suivi des fluctuations temporelles de fréquence de la frange centrale des transitions $\Delta m = \pm 7$ de l'interféromètre de Ramsey-Raman. A droite écart type d'Allan des fluctuations temporelles de fréquence de la frange centrale des transitions $\Delta m = \pm 7$ et de la demi-différence. Paramètres : $\Delta m = 7$, $U_{reseau} = 1,6 E_R$, $P_{IR} = 0,5 W$, $\tau_{\pi/2 Ram} = 10 ms$, $T_{Ramsey} = 900 ms$, désaccord Raman 300 GHz.

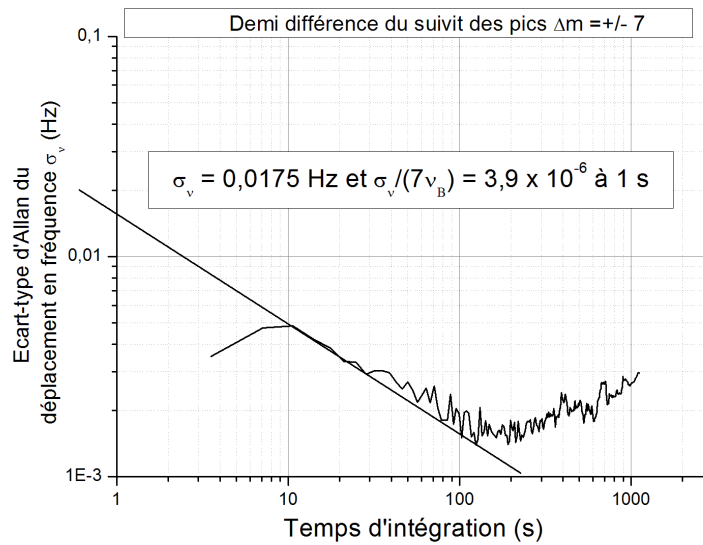


Figure 3.19 : Écart type d'Allan de la demi-différence des fluctuations temporelles de fréquence de la frange centrale des transitions $\Delta m = \pm 7$ pendant toute l'intégration. Paramètres : $\Delta m = 7$, $U_{reseau} = 1,6 E_R$, $P_{IR} = 0,5 W$, $\tau_{\pi/2 Ram} = 10 ms$, $T_{Ramsey} = 900 ms$, désaccord Raman 300 GHz.

amélioré notre sensibilité d'un facteur 5 environ! En intégrant pendant 200 s seulement, on atteint une sensibilité relative sur la fréquence de Bloch de $3,8 \times 10^{-7}$.

3.1.4 Interféromètre accordéon

Nous pouvons aussi utiliser un interféromètre symétrique pour mesurer la fréquence de Bloch, ce qui rendra la mesure insensible aux fluctuations de la fréquence hyperfine. Nous allons pour cela utiliser un type d'interféromètre décrit dans la partie 1.4.2.2, dont le schéma est rappelé Figure 1.17, que nous avons appelé « accordéon » à cause du chemin que suivent les atomes. On peut décrire la séquence comme une série d'impulsions et de temps d'évolution libres :

$$\frac{\pi_{mw}}{2} - \pi_{Ram} - T - \pi_{mw} - T' - \pi_{mw} - T - \pi_{Ram} - \frac{\pi_{mw}}{2} \quad (3.1.3)$$

où π_{mw} (respectivement π_{Ram}) est la durée d'une impulsion π micro-onde (respectivement Raman). La fréquence des impulsions Raman est choisie de manière à être à résonance avec une des transitions Δm , et la fréquence des impulsions micro-onde est choisie de manière à être à résonance avec la fréquence hyperfine modifiée par tous les déplacements lumineux et effet Zeeman, comme donnée équation 2.3.5. Lorsque le désaccord Raman est de 300 GHz, et que le déplacement lumineux différentiel Raman δ^{AC} ne peut pas être compensé, on désaccorde l'impulsion micro-onde de manière à faire coïncider le centre du profil d'excitation de Rabi avec la position de la frange centrale.

Il aurait été intéressant de réaliser des interféromètres accordéon en utilisant les mêmes paramètres que pour les interféromètres Ramsey-Raman. Nous n'avons toutefois jamais pu réaliser d'interféromètre pour les transitions $\Delta m = \pm 7$, car le contraste des franges décroissait très rapidement en fonction du temps de précession libre $T_{tot} = 2T + T'$, et présentait des fluctuations beaucoup plus importantes que pour les interféromètres de Ramsey-Raman. En particulier, nous perdions le suivi de la frange centrale en cours d'intégration à cause de la dégradation du contraste.

Un autre intérêt de cet interféromètre est que les paquets d'onde ont une séparation deux fois plus grande que lors d'un interféromètre Ramsey-Raman dans les mêmes conditions, ce qui mène à un interfrange deux fois plus faible d'après l'équation 1.4.7. Malheureusement, le contraste de ces franges présente une double périodicité lorsque les impulsions Raman sont imparfaites (comme décrit dans la thèse de B. Pelle [Pelle, 2013]).

Nous avons d'abord optimisé le contraste des interféromètres en jouant sur le rapport T'/T . Dans la première expérience, nous avons trouvé $T'/T = 2,15$. Nous utilisons maintenant des impulsions Raman plus courtes, et le rapport optimisant le contraste est égal à 2.

Désaccord Raman 3,4 GHz :

Pour un désaccord Raman de 3,4 GHz, la meilleure sensibilité a été obtenue avec un interféromètre sur les transitions $\Delta m = \pm 6$, avec un temps de précession libre de 446 ms

seulement comme on peut l'observer sur la Figure 3.20. On remarque que les fluctuations

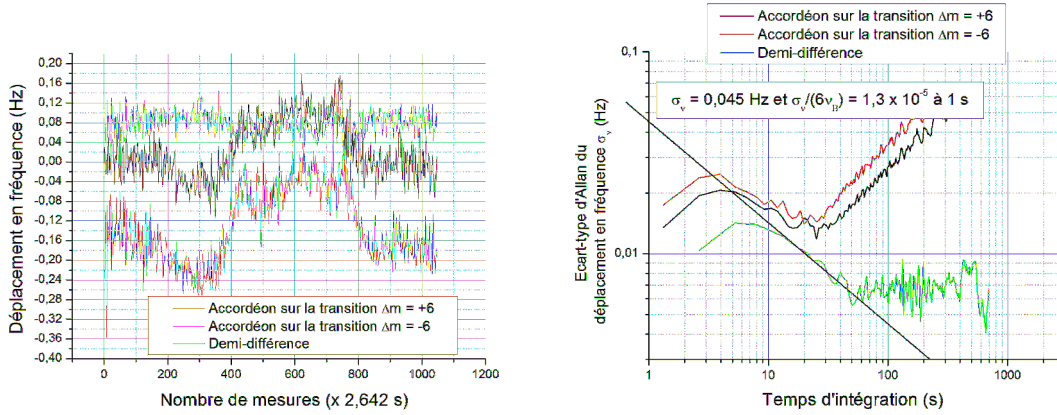


Figure 3.20 : A gauche, suivi des fluctuations temporelles de fréquence de la frange centrale des transitions $\Delta m = \pm 6$ de l'interféromètre accordéon. A droite écart type d'Allan des fluctuations temporelles de fréquence de la frange centrale des transitions $\Delta m = \pm 6$ et de la demi-différence. Paramètres : $\Delta m = \pm 6$, $U_{\text{reseau}} = 1,6 E_R$, $P_{IR} = 0,5 \text{ W}$, $\tau_{\pi \text{ Ram}} = 25 \text{ ms}$, $T_{\text{tot}} = 456 \text{ ms}$, désaccord Raman 3,4 GHz.

de fréquence court terme des transitions $\Delta m = \pm 6$ sont du même ordre de grandeur que celles de la demi-différence, avec toutefois une dérive long terme dont on s'affranchit en calculant la demi-différence. Les écarts types d'Allan des fluctuations de fréquences des transitions $\Delta m = \pm 6$ décroissent en $1/\sqrt{T_{\text{int}}}$, où T_{int} est le temps d'intégration, pendant 50 s. On remarque surtout que la sensibilité de cette mesure est bien moins bonne que celle obtenue avec un interféromètre Ramsey-Raman, car on atteint ici une sensibilité relative de seulement $1,3 \times 10^{-5}$ à 1 s. Ce résultat est comparable avec la sensibilité obtenue avec la première expérience.

Désaccord Raman 300 GHz :

Nous avons ensuite réalisé des interféromètres avec un désaccord Raman de 300 GHz. Notre meilleure sensibilité a été obtenue en utilisant les transitions $\Delta m = \pm 6$ et T_{tot} égal à 656 ms. Le résultat de cette mesure est présenté Figure 3.21. L'interféromètre symétrique joue parfaitement son rôle ici, et on observe que les fluctuations de fréquences des transitions $\Delta m = \pm 6$ se comportent en bruit blanc. Les écarts types d'Allan des fluctuations de fréquences des transitions $\Delta m = \pm 6$ décroissent en $1/\sqrt{T_{\text{int}}}$ où T_{int} est le temps d'intégration pendant toute la durée de l'intégration. On remarque que la sensibilité de cette mesure est proche de celles couramment obtenues avec des interféromètres Ramsey-Raman. On atteint en effet ici une sensibilité relative de $7,3 \times 10^{-6}$ à 1 s s'intégrant en 250 s jusqu'à $3,8 \times 10^{-7}$. Cette sensibilité est toutefois un peu moins de deux fois moins bonne que la meilleure sensibilité que nous avons obtenue, de $3,9 \times 10^{-6}$ à 1 s.

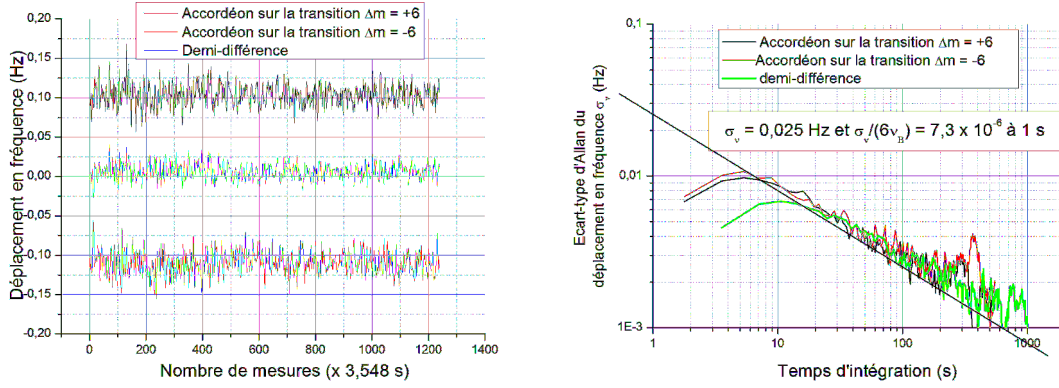


Figure 3.21 : A gauche, suivi des fluctuations temporelles de fréquence de la frange centrale des transitions $\Delta m = \pm 6$ de l'interféromètre accordéon. A droite écart type d'Allan des fluctuations temporelles de fréquence de la frange centrale des transitions $\Delta m = \pm 6$ et de la demi-différence. Paramètres : $\Delta m = \pm 6$, $U_{reseau} = 1,6 E_R$, $P_{IR} = 0,5 W$, $\tau_{\pi Ram} = 20 ms$, $T_{tot} = 656 ms$, désaccord Raman 300 GHz.

Avec la première expérience, nous avons obtenu notre meilleure sensibilité grâce à l'interféromètre accordéon. Nous attribuons le gain de sensibilité entre l'interféromètre Ramsey-Raman et l'accordéon à la séparation deux fois plus grande des atomes, cette sensibilité étant limitée par le bruit de détection.

Nous ne sommes désormais plus uniquement limités par le bruit de détection, comme nous allons le voir dans la partie 3.1.5. La différence de sensibilité entre les deux interféromètres s'explique par une plus grande perte de contraste en fonction de T avec l'accordéon, qui n'est pas compensé par le fait d'avoir une sensibilité deux fois plus grande.

On remarque enfin que quelque soit le type d'interféromètre, le bruit se moyenne jusqu'à atteindre une stabilité de l'ordre du mHz ce qui correspond à une sensibilité relative de $3,8 \times 10^{-7}$. Pour des plus longs temps d'intégration, les écarts types d'Allan dérivent. La seule différence est le temps d'intégration mis pour atteindre cette limite, les interféromètres les plus sensibles l'atteignant le plus rapidement. L'ensemble des résultats présents ici est rassemblé dans le tableau 3.1.

3.1.5 Étude des limitations

Après avoir réalisé cette étude de la sensibilité court terme en fonction du type d'interféromètre, nous avons cherché à quantifier les différentes sources de bruit susceptibles d'affecter la stabilité de la mesure.

Le bruit observé sur les mesures des demi-différences peut avoir plusieurs provenances :

- Bruit de détection
- Bruit lié aux fluctuations des lasers de piégeage et de compensation (bruit de pointé, d'intensité et déplacement lumineux)
- Bruit lié aux fluctuations des lasers Raman (intensité et phase)
- Bruit de vibration

Nous allons quantifier l'impact de ces différentes sources de bruit sur la stabilité de la mesure dans l'interféromètre de Ramsey-Raman. Ces mesures ont été réalisées dans le cas où le désaccord Raman est égal à 300 GHz.

Bruit des lasers de piégeage :

Pour mesurer le bruit lié aux fluctuations des lasers de piégeage et du laser de compensation nous allons utiliser un interféromètre Ramsey, avec des impulsions micro-ondes de durée $\tau_{\pi/2} = 0,5$ ms séparées d'un temps T_{Ramsey} de 900 ms (nous obtenons un contraste des franges C de 80%). On considère que nos impulsions micro-ondes sont « parfaites », c'est-à-dire que la puissance micro-onde fluctue moins que toutes nos autres sources de bruit. On mesure le bruit de probabilité de transition à mi frange, que nous imputons aux fluctuations des lasers de piégeage. On mesure un bruit $\sigma_{P_e} = 2,2 \times 10^{-2}$. On peut convertir les bruits de probabilité de transition en bruit de fréquence en utilisant la formule 1.4.9 rappelée dans la partie 1.4.3.3 :

$$\sigma_{\delta\nu} = \frac{2\sigma_{\phi}}{C} = \frac{\sigma_{P_e}}{C \pi T_{Ramsey} \Delta m} \quad (3.1.4)$$

On obtient un bruit $\sigma_{\delta\nu} MW$ de 9,72 mHz que l'on attribue aux fluctuations des lasers de piégeage et du faisceau compensateur de déplacement lumineux. Ce bruit est mesuré pour un cycle de mesure de 1,772 s.

On peut considérer la contribution du bruit de détection négligeable lors de cette mesure, car le contraste de l'interféromètre est de 80 % ($\sim 0,1$ mHz).

type de mesure	désaccord Raman	$\sigma\nu/\nu$ à 1s	durée de décroissance en bruit blanc (s)	sensibilité relative minimale
spectroscopie Raman	3,4 GHz	6×10^{-6}	1000	$3,8 \times 10^{-7}$
spectroscopie Raman	300 GHz	$6,8 \times 10^{-6}$	400	$3,8 \times 10^{-7}$
Ramsey-Raman	3,4 GHz	$6,0 \times 10^{-6}$	1000	$2,5 \times 10^{-7}$
Ramsey-Raman	300 GHz	$3,9 \times 10^{-6}$	200	$3,8 \times 10^{-7}$
Accordéon	3,4 GHz	$1,3 \times 10^{-5}$	30	$1,8 \times 10^{-6}$
Accordéon	300 GHz	$7,3 \times 10^{-6}$	250	$3,8 \times 10^{-7}$
Ramsey-Raman symétrique	300 GHz	$5,5 \times 10^{-6}$	500	$2,5 \times 10^{-7}$

Table 3.1 : Résumé des différentes sensibilités obtenues

Bruit des lasers Raman :

Pour mesurer le bruit lié aux fluctuations des lasers Raman, nous utilisons un interféromètre Ramsey-micro-onde, mais en allumant les faisceaux Raman pendant les impulsions micro-ondes en les désaccordant de résonance (de 3,9 MHz) afin de ne pas induire de transitions à 2 photons. La puissance des lasers Raman est choisie telle que $\Omega_{\Delta m=\pm 7} \tau_{MW} = \pi/2$. Les paramètres sont $\tau_{Ram} = \tau_{mw} = 10$ ms et $T_{Ramsey} = 900$ ms correspondent aux paramètres utilisés pour les interféromètres décrits précédemment. Le contraste de l'interféromètre est de 80 % et nous mesurons un bruit $\sigma_{P_e} = 2,5 \times 10^{-2}$, ce qui correspond à un bruit de fréquence $\sigma_{\delta\nu_{Ram-MW}} = 11$ mHz. Nous mesurons ici simultanément les bruits liés aux fluctuations des lasers de piégeage et aux fluctuations des lasers Raman. Ces deux bruits étant indépendants ils se somment quadratiquement, et on peut en déduire le bruit lié aux fluctuations des lasers Raman. On en déduit le bruit lié aux lasers Raman $\sigma_{\delta\nu_{Ram}} = \sqrt{\sigma_{\delta\nu_{Ram-MW}}^2 - \sigma_{\delta\nu_{MW}}^2} = 5,25$ mHz. Ce bruit est aussi obtenu après un cycle de mesure de 1,772 s.

Bruit de détection :

Afin de quantifier le bruit de détection sur notre mesure, nous utilisons une impulsion micro-onde $\pi/2$ de 0,5 ms, et nous mesurons les fluctuations de la probabilité de transition liées aux fluctuations des nombres d'atomes détectés par les deux voies (comme expliqué dans la partie 2.3.3). On mesure un bruit $\sigma_{P_e} = 2,5 \times 10^{-3}$ pour ~ 70000 atomes. L'impact sur le bruit de fréquence dans le cas d'un interféromètre de Ramsey-Raman de durée 900 ms et de contraste $\sim 10\%$ est donné par la formule 3.1.4 : $\sigma_{\delta\nu_{det}} = 8,8$ mHz.

Bruit de vibration :

Nous avons mesuré le bruit de vibration à l'aide d'un accéléromètre placé sur le banc optique situé en haut de l'expérience et supportant les miroirs de rétro réflexion du réseau et des lasers Raman. Les fluctuations d'accélération parasite sont obtenues en pondérant les mesures du sismomètre réalisée pendant l'interféromètre par la fonction de transfert de notre interféromètre, qui est donnée par la fonction de sensibilité dont l'expression est donnée dans la partie 3.3.2. Nous calculons un bruit de vibration de 6,8 mrad pour un interféromètre avec une séparation $\Delta m = \pm 1$, ce qui équivaut à $\sigma_{\phi} = 47,6$ mrad à 1,772 s pour une transition $\Delta m = \pm 7$, ou encore en bruit de fréquence $\sigma_{\delta\nu_{vib}} = 8,42$ mHz à 1,772 s. Cela correspond à un bruit de vibration en relatif de $8,42/(7 \times 568,54) = 2 \times 10^{-6}g$ ce qui est comparable au bruit de vibration sur le sol. Ce bruit pourra être réduit grandement avec la mise en marche des plateformes antivibrations situées sous la table optique.

Bruit total :

Le bruit total est la somme quadratique de ces différents bruits :

$$\sigma_{\delta\nu \text{ Tot}} = \sqrt{\sigma_{\delta\nu \text{ det}}^2 + \sigma_{\delta\nu \text{ Ram}}^2 + \sigma_{\delta\nu \text{ MW}}^2 + \sigma_{\delta\nu \text{ vib}}^2} = 16,47 \text{ mHz à } 1,772 \text{ s} \quad (3.1.5)$$

On peut en déduire le bruit attendu sur une mesure de la fréquence de Bloch lorsque nous réalisons un interféromètre Ramsey-Raman pour une transition $\Delta m = \pm 7$. On considère que la stabilité décroît comme un bruit blanc en $1/\sqrt{T}$ avec T le temps d'intégration. On attend :

$$\begin{aligned} \sigma_{\delta\nu} &= 16,47 \times \sqrt{1,772} = 21,9 \text{ mHz}/\sqrt{Hz} \\ \frac{\sigma_{\delta\nu}}{7 \times \nu_B} &= 5,5 \times 10^{-6}/\sqrt{Hz} \end{aligned} \quad (3.1.6)$$

La sensibilité relative déduite de l'étude de l'impact des différentes sources de bruit ($5,5 \times 10^{-6}$ à 1 s) correspond à celle mesurée dans la plupart de nos mesures de ν_B . Elle est cependant moins bonne que celle de notre meilleure mesure ($3,9 \times 10^{-6}$ à 1 s). Ceci est en partie dû au fait que le contraste de l'interféromètre était meilleur pour cette mesure (20 %). La contribution du bruit de détection était alors de 4,42 mHz à un cycle de mesure, ce qui donne combiné aux autres sources de bruit, une sensibilité de $4,5 \times 10^{-6}$ à 1 s. Par ailleurs, nous n'avons pas mesuré ces bruits sur le long terme, et nous ne savons pas si ils sont stationnaires (le bruit de vibration par exemple est divisé par 2 entre le jour et la nuit).

Remarque : Les intégrations qui ont mené aux meilleures mesures de sensibilité court terme ont toujours été réalisées en début de journée. Nous avons remarqué qu'au cours de la journée, le contraste des interféromètres avait tendance à décroître, et que les sensibilités court terme se dégradaient.

Bilan :

La contribution des différents bruits est résumée dans le tableau 3.2. On remarque que la contribution liée aux lasers Raman est plus la faible, ce qui prouve l'intérêt d'avoir augmenté le désaccord Raman Δ . Le bruit dû aux lasers de piégeage est très légèrement prépondérant. La puissance du laser infrarouge étant asservie, et les fluctuations court

Type de bruit	$\sigma_{\delta\nu}$ à 1 s	$\frac{\sigma_{\delta\nu}}{7 \times \nu_B}$
Bruit dû aux faisceaux de piégeage	12,95 mHz	$3,25 \times 10^{-6}$
Bruit dû aux faisceaux Raman	6,99 mHz	$1,76 \times 10^{-6}$
Bruit de détection avec C =10 %	8,8 mHz	$2,94 \times 10^{-6}$
Bruit de vibration pour 1 puits	1,6 mHz	4×10^{-7}
Bruit de vibration pour 7 puits	11,2 mHz	$2,81 \times 10^{-6}$
Somme quadratique	21,9 mHz	$5,5 \times 10^{-6}$

Table 3.2 : Résumé des différents bruits limitant la sensibilité court terme.

terme du faisceau CDL très faibles, il est probablement dû à des fluctuations de la profondeur vue par les atomes.

Nous avons mesuré des fluctuations de profondeur de $0,08 E_R$ pic à pic à $3,9 E_R$ en observant les fluctuations de probabilité de transition pour une transition Raman $\Delta m = 2$ à $3,9 E_R$. Comme on peut le voir sur la Figure 1.10, le couplage des transitions $\Delta m = \pm 2$ n'est pas à un maximum local, et les fluctuations de probabilité de transition sont directement liées aux fluctuations de profondeur. Pour relier les fluctuations de profondeur aux fluctuations de fréquence de l'interféromètre, nous avons utilisé un interféromètre Ramsey-micro-onde de 900 ms et de contraste 77 %. En changeant brusquement la profondeur du réseau, de $3,9 E_R$ à $1,7 E_R$. On observe alors un changement de probabilité de transition $\delta P_e = 0,3$. Cela correspond à un saut de fréquence $\delta\nu = 140$ mHz pour un saut de $2,2 E_R$ (cf formule 3.1.4). Une fluctuation de $0,08 E_R$ entraîne donc une fluctuation de fréquence de $\sigma_{\delta\nu\ prof} = 5,1$ mHz à 1 coup soit $6,77$ mHz à 1 s. Cela n'est toutefois pas suffisant pour expliquer les $12,95$ mHz de bruit mesurés.

On peut se demander d'où proviennent ces fluctuations de profondeur. Cela peut être dû à des fluctuations de pointé du laser, à des fluctuations du rayon à $1/e^2$ du faisceau, ou à des fluctuations de la puissance du laser.

Nous avons mesuré des fluctuations de pointé court terme de 4% du rayon à $1/e^2$ en envoyant une partie du faisceau créant le réseau sur une caméra CCD et en monitorant les fluctuations du centre du faisceau. On peut relier ces fluctuations de la position du centre du faisceau par rapport aux atomes à des fluctuations de profondeur. La profondeur dépend de l'intensité du laser créant le réseau (cf formule 1.3.9), et l'intensité du laser Verdi est celle d'un faisceau gaussien (cf formule 3.2.10) ce qui induit des fluctuations de profondeur de 0,32 % seulement. Cela ne peut pas expliquer les fluctuations observées.

Nous avons par ailleurs mis en place un système d'asservissement de la puissance du laser Verdi. Nous comparons la tension de sortie d'une photodiode recevant une partie du faisceau à une tension de consigne de l'ordinateur, et nous rétroagissons sur l'amplitude de diffraction du MAO du laser. Les fluctuations d'intensité lumineuse sont très réduites et ne peuvent pas expliquer les fluctuations de profondeur. Nous n'observons pas de différence suivant que le laser est asservi ou non.

Nous n'avons pas mesuré les fluctuations du rayon à $1/e^2$ du laser Verdi au cours d'une mesure. Le faisceau étant rétro-réfléchi, il est très peu commode d'en prélever une partie pour observer l'évolution de sa taille.

Nous n'avons pas non plus mesuré les fluctuations relatives de pointé entre le laser infrarouge de piégeage transverse et le laser créant le réseau. Si ils se déplacent l'un par rapport à l'autre, les atomes étant piégés au centre du laser infrarouge, cela pourrait entraîner des fluctuations de la profondeur vue par ces atomes.

Ces fluctuations des lasers de piégeage devraient pouvoir être réduites par la mise en marche des plateformes anti-vibrations soutenant la table optique.

3.2 ÉTUDE DE L'EXACTITUDE

Après avoir étudié la sensibilité de nos interféromètres et l'impact des différentes sources de bruit, nous nous sommes intéressés à l'exactitude de nos mesures.

En effet, les atomes n'étant pas en chute libre mais piégés, ils peuvent être sensibles à d'autres forces qu'à la gravité, comme par exemple à une force dipolaire venant des lasers de piégeage. D'autre part, si le réseau n'est pas exactement vertical, nous n'allons pas mesurer g mais une projection de g selon l'axe du réseau.

Pour caractériser ces biais, nous avons besoin de connaître la valeur théorique de la fréquence de Bloch $\nu_{B \text{ theo}}$. Or, nous connaissons la valeur de la gravité g dans la salle d'expérience! En effet, avant d'accueillir l'expérience FORCA-G, cette salle abritait un gravimètre à atomes en chute libre [Jiang *et al.*, 2013]. La valeur de l'accélération de pesanteur mesurée en 2009 était :

$$g_{\text{exacte}} = 9,80927579(10)(\text{m/s}^2) \quad (3.2.1)$$

Nous connaissons aussi la valeur du rapport h/m_{Rb} à $6,6 \times 10^{-10}$ en relatif (cf [Bouchendira *et al.*, 2011]).

$$h/m_{Rb} = 4,59135924(6) \times 10^{-9}(\text{J/s/kg}) \quad (3.2.2)$$

Nous connaissons enfin la longueur d'onde du laser Verdi créant le réseau avec une incertitude relative de 2×10^{-8} , car nous asservissons le laser sur une raie de l'iode moléculaire (cf partie 1.4.1.2).

$$\lambda_{532} = 532,195951(03) \times 10^{-9}(\text{m}) \quad (3.2.3)$$

Cela nous permet de calculer la valeur attendue de $\nu_{B \text{ theo}}$:

$$\nu_{B \text{ theo}} = 568,509003(6) \times 10^{-9}(\text{Hz}) \quad (3.2.4)$$

3.2.1 Mesure de la fréquence de Bloch en fonction de la puissance du laser de confinement transverse

La source principale de biais sur la valeur de la fréquence de Bloch ν_B est le laser infrarouge de confinement transverse. Ce laser est désaccordé dans le rouge et piège les atomes à son maximum d'intensité. Nous avons mesuré le rayon à $1/e^2$ au col du laser avant de le faire passer dans l'enceinte à vide. Le rayon à $1/e^2$ est de $175 \mu\text{m}$, ce qui donne une longueur de Rayleigh de 9 cm. Si les atomes ne se trouvent pas au col de ce laser,

ils voient un gradient d'intensité lumineuse selon la verticale, et subissent donc une force parasite verticale (cf équation 1.3.5). Pour mesurer l'impact de cette force parasite, nous avons réalisé plusieurs mesures de la fréquence de Bloch, en changeant la puissance du laser de piégeage transverse. Ces mesures sont regroupées sur la Figure 3.22 dans laquelle nous avons aussi reporté la valeur de la fréquence de Bloch attendue $\nu_B \text{ theo}$. Toutes ces mesures ont été réalisées à l'aide d'interféromètres utilisant la transition $\Delta m = \pm 7$, à une profondeur de $1,6 E_R$. Nous avons principalement utilisé des interféromètres Ramsey-Raman, ou Ramsey-Raman symétrisés, qui seront décrits dans la partie 3.3. On remarque que dans la limite où nous utilisons une faible puissance du laser infrarouge, la valeur de ν_B est proportionnelle à cette puissance. Par ailleurs elle est plus grande que la valeur théorique, ce qui signifie que les atomes voient une force plus grande que g et donc que le col du laser infrarouge se situe en dessous des atomes. On ajuste à ces mesures une courbe

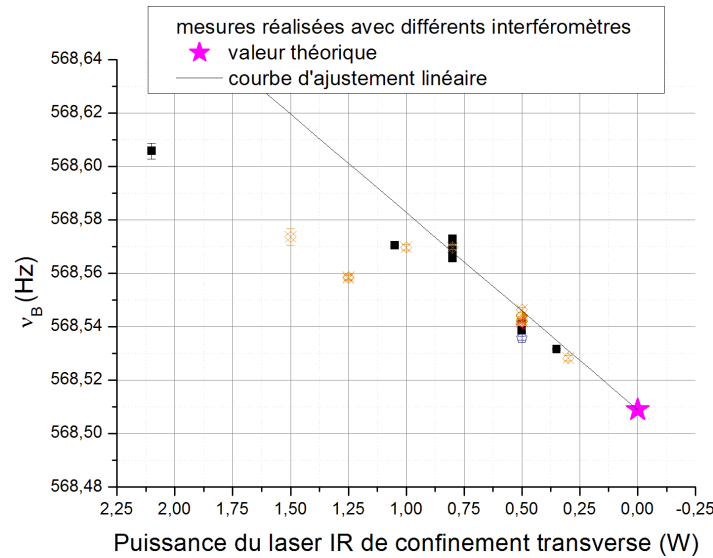


Figure 3.22 : Mesure de la fréquence de Bloch en fonction de la puissance du laser de piégeage transverse. Mesures réalisées avec différents types d'interféromètres, pour les deux désaccords Raman mais à une profondeur fixe $U_{\text{reseau}} = 1,6 E_R$ et pour des transitions $\Delta m = \pm 7$. L'étoile rose représente la valeur théorique de fréquence de Bloch.

linéaire de la forme $\nu_B = \nu_B \text{ theo} + \beta \times P_{IR}$ pour des puissances entre 0 et 1 W. On trouve $\beta = 73,7 \text{ mHz/W}$.

Nous allons maintenant calculer l'impact de la force dipolaire créée par le laser infrarouge sur la valeur de la fréquence de Bloch. On peut en effet écrire le potentiel de piégeage du laser infrarouge U_{IR} en tenant compte de toutes les transitions possibles, ainsi que des

termes non résonnants :

$$\begin{aligned}
U_{IR}(r, z, P_{IR}) = & \frac{4 \hbar \Omega_{780}(r, z, P_{IR})}{6 \Delta_{780}} - \frac{4 \hbar \Omega_{780}(r, z, P_{IR})}{6 \Delta_{780 \text{ NR}}} + \frac{4 \hbar \Omega_{795}(r, z, P_{IR})}{12 \Delta_{795}} \\
& - \frac{4 \hbar \Omega_{795}(r, z, P_{IR})}{12 \Delta_{795 \text{ NR}}} + \frac{4 \hbar \Omega_{420}(r, z, P_{IR})}{6 \Delta_{420}} - \frac{4 \hbar \Omega_{420}(r, z, P_{IR})}{6 \Delta_{420 \text{ NR}}} \\
& + \frac{4 \hbar \Omega_{421}(r, z, P_{IR})}{12 \Delta_{421}} - \frac{4 \hbar \Omega_{421}(r, z, P_{IR})}{6 \Delta_{421 \text{ NR}}} \quad (3.2.5)
\end{aligned}$$

où Δ_{λ_i} , $\Delta_{\lambda_i \text{ NR}}$ et $\Omega_{\lambda_i}(r, z, P_{IR})$ sont définis par :

$$\Delta_{\lambda_i} = 2\pi c \left(\frac{1}{\lambda_{IR}} - \frac{1}{\lambda_i} \right) \quad (3.2.6)$$

$$\Delta_{\lambda_i \text{ NR}} = 2\pi c \left(\frac{1}{\lambda_{IR}} + \frac{1}{\lambda_i} \right) \quad (3.2.7)$$

$$\Omega_{\lambda_i}(r, z, P_{IR}) = \frac{D_i E_c(r, z, P_{IR})}{\hbar} \quad (3.2.8)$$

et $E_c(r, z, P_{IR})$ est l'amplitude du champ du laser infrarouge donnée par :

$$E_c(r, z, P_{IR}) = \sqrt{\frac{I_{IR}(r, z, P_{IR})}{2\epsilon_0 c}} \quad (3.2.9)$$

avec $\lambda_{780} = 780, 27 \text{ nm}$, $\lambda_{795} = 794, 76 \text{ nm}$, $\lambda_{420} = 420, 18 \text{ nm}$ et $\lambda_{421} = 421, 55 \text{ nm}$, $D_{780} = 2, 537 \times 10^{-29} \text{ C.m}$, $D_{795} = 2, 534 \times 10^{-29} \text{ C.m}$ et $D_{420} = D_{421} = 2 \times 10^{-30} \text{ C.m}$. L'intensité du laser infrarouge $I_{IR}(r, z, P_{IR})$ vue par les atomes dépend de leur position radiale r dans le piège, ainsi que de leur position z par rapport au col du laser, en reprenant les coordonnées cylindriques. En considérant que le faisceau infrarouge a un profil gaussien, on peut écrire :

$$I_{IR}(P_{IR}, r, z) = \frac{2 \cdot P_{IR}}{\pi \cdot w_{IR}^2} \left(\frac{w_{IR}}{w_{IR}(z)} \right)^2 e^{-2r^2/w^2(z)} \quad (3.2.10)$$

où P_{IR} est la puissance du laser infrarouge, $w_{IR}(z) = w_{IR} \sqrt{1 + (z/z_{R \text{ IR}})^2}$ est le rayon à $1/e^2$ du laser infrarouge, $w_{IR} = w_{IR}(z = 0)$ est le rayon $1/e^2$ au col du laser (dans notre cas, $w_{IR} = 175 \mu\text{m}$), et $z_{R \text{ IR}}$ est la longueur de Rayleigh du laser ($z_{R \text{ IR}} = \pi w_{IR}^2 / \lambda_{IR}$).

On considère que les atomes sont tous piégés radialement au minimum de potentiel (maximum d'intensité), c'est-à-dire en $r = 0$. Lors d'un interféromètre, ils se déplacent de Δm puits. Ils vont donc être sensibles à la différence de potentiel infrarouge entre ses Δm puits, ce qui correspond à la force dipolaire.

Les mesures que nous réalisons sont des mesures de $\Delta m \times \nu_B$, on peut donc traduire directement cette différence de potentiel en différence de fréquence vue par les atomes $\Delta \nu_{IR}$:

$$\Delta \nu_{IR}(P_{IR}, z, \Delta m) = \frac{U_{IR}(P_{IR}, 0, z + \Delta m \times \lambda_{532}/2) - U_{IR}(P_{IR}, 0, z)}{\Delta m \times h} \quad (3.2.11)$$

Nous avons calculé $\Delta\nu_{IR}(P_{IR}, z, \Delta m)/P_{IR}$ en fonction de z pour $\Delta m = 7$. On peut observer ce calcul sur la Figure 3.23. On remarque qu'au col, on a bien un comportement linéaire, mais pour une distance s'approchant de la longueur de Rayleigh, le décalage décroît. Pour que $\Delta\nu_{IR}(P_{IR}, z, \Delta m)/P_{IR}$ soit égal à β le coefficient directeur en mHz/W que nous avons mesuré expérimentalement, il faut que z soit égal à 1,9 cm.

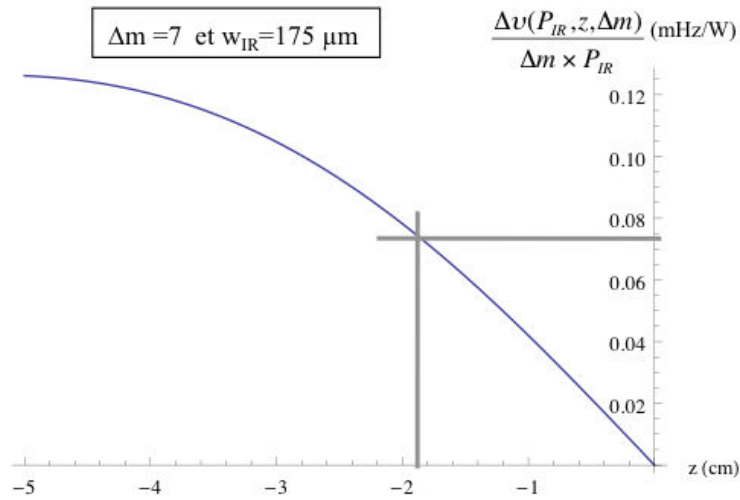


Figure 3.23 : Calcul de $\Delta\nu_{IR}(P_{IR}, z, \Delta m)/P_{IR}$ en fonction de z pour $\Delta m = 7$.

Cela signifie que malgré les précautions prises pour placer le col du faisceau au niveau des atomes, il semble se situer 1,9 cm en dessous d'eux.

Le biais sur la fréquence de Bloch lié au laser infrarouge est de l'ordre de 30 mHz pour 0,5 W de puissance infrarouge soit $3,5 \times 10^{-5}$ en relatif. Ce qui nous intéresse est de connaître l'exactitude à laquelle nous contrôlons ce biais. En réalisant des mesures répétées de la fréquence de Bloch à une puissance fixée (cf Figure 3.22), on remarque des fluctuations de l'ordre de 10 mHz (résolues après intégration car notre sensibilité est de 1,5 mHz). Cela nous permet d'estimer le contrôle que nous avons de notre mesure à $1,8 \times 10^{-5}$ en valeur relative.

Remarque : Pour les estimations de l'effet du laser infrarouge présentées ici, nous avons considéré que tous les atomes se trouvent au fond du puits de potentiel, ce qui n'est évidemment pas le cas. Nous reviendrons sur ce calcul dans le chapitre 4.

3.2.2 Mesure de la fréquence de Bloch en fonction de la profondeur du réseau

Après avoir étudié l'influence de la puissance du laser infrarouge sur nos mesures de la fréquence de Bloch, nous nous sommes intéressés à la dépendance de nos mesures en fonction de la profondeur du réseau, c'est-à-dire en fonction de la puissance du laser Verdi. Afin de pouvoir réaliser ces mesures, nous avons modifié le télescope de mise en forme du laser Verdi en déplaçant une des lentilles le composant, de manière à atteindre des profondeurs plus élevées (jusqu'à $4 E_R$) tout en limitant les effets thermiques responsables des changements de profondeur précédemment évoqués. Nous n'avons cependant pas mesuré la position exacte du col du faisceau par rapport aux atomes, ni même sa taille. Toutes les mesures ont été effectuées avec une puissance constante du laser infrarouge de 0,5 W. Nous avons réalisé des mesures de la fréquence de Bloch à différentes puissances, donc profondeurs. Les mesures sont présentées sur la Figure 3.24 et comparées à la mesure précédente (pour 0,5 W de puissance infrarouge) ainsi qu'à la valeur théorique. On remarque une différence de 20 mHz pour les mesures à basse profondeur. Cela semble indiquer qu'il n'y a pas que la profondeur qui compte dans nos mesures.

On remarque que la valeur de ν_B s'éloigne de la valeur attendue lorsque la profondeur augmente, ce qui va à l'encontre d'un biais dû à une force dipolaire du laser Verdi.

On pourrait considérer que la position des atomes dans le faisceau infrarouge aurait changé. Pour que le biais dû à la force dipolaire du faisceau infrarouge augmente de 20 mHz (comme observé), les atomes devraient désormais se trouver à une distance de 4,5 cm du col du faisceau infrarouge, ce qui signifie que les atomes ou le col du faisceau auraient été déplacés de 2 cm... On peut exclure le fait que les atomes aient bougé, étant donné la taille de nos faisceaux de PMO-3D. Malgré tout, nous avons calculé l'influence d'une force dipolaire parasite provenant du fait que nos atomes ne sont pas au col du laser Verdi. Les atomes sont piégés aux minima de potentiel, si les interférences sont parfaites, l'intensité est nulle. Pour rester très général, on considère que le col du laser Verdi n'est pas situé au niveau du miroir de rétro réflexion, et que donc les rayons à $1/e^2$ des faisceaux montant et descendant sont différents. Cela entraîne des interférences imparfaites, et donc une intensité vue par les atomes non nulle. Suivant la valeur de ce rayon à $1/e^2$, la longueur de Rayleigh $z_{R \text{ Verdi}}$ sera plus ou moins grande, ce qui rend le gradient d'intensité plus ou moins faible.

On peut écrire le champ du laser Verdi comme :

$$E(P_{\text{Verdi}}, r, z) = \sqrt{\frac{2P_{\text{Verdi}}}{\pi w_{\text{Verdi}}^2}} \frac{w_{\text{Verdi}}}{w_{\text{Verdi}}(z)} e^{\frac{-2r}{w_{\text{Verdi}}(z)}} e^{-ik_{\text{Verdi}}z} \quad (3.2.12)$$

où P_{Verdi} est la puissance du laser exprimée en W, w_{Verdi} est le rayon à $1/e^2$ au col du faisceau, $w_{\text{Verdi}}(z) = w_{\text{Verdi}} \sqrt{1 + (z/z_{R \text{ Verdi}})^2}$ et $z_{R \text{ Verdi}} = \pi w_{\text{Verdi}}^2 / \lambda_{\text{Verdi}}$.

En considérant l'origine des z au niveau du miroir, le champ total vu par les atomes s'écrit :

$$E_{\text{Verdi}}(P_{\text{Verdi}}, r, z) = E(r, z - z_{\text{at}}) + E(r, z + z_{\text{at}})^* \quad (3.2.13)$$

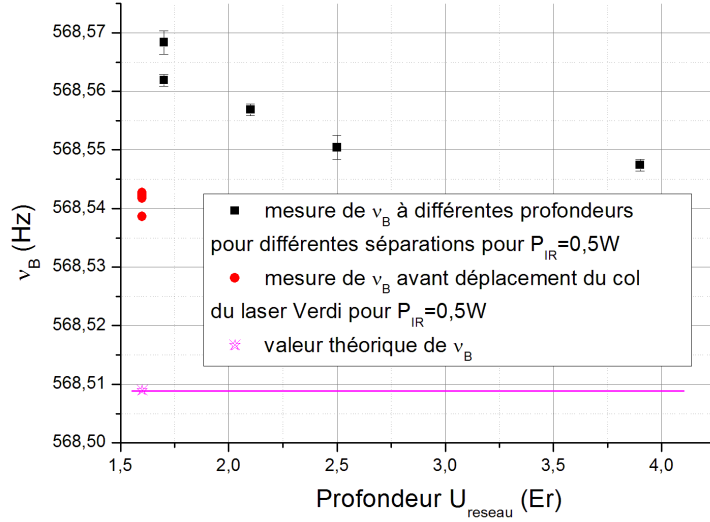


Figure 3.24 : Mesures de la fréquence de Bloch en fonction de la profondeur du réseau U_{reseau} pour une puissance $P_{\text{IR}}=0,5$ W. Comparaison avec les mesures de ν_B avant la modification du col du laser Verdi pour une puissance $P_{\text{IR}}=0,5$ W et avec la valeur théorique ν_B^{theo} . On s'attendrait à ce que l'amplitude de la force parasite diminue quand la profondeur diminue, ce qui n'est pas le cas.

où z_{at} est la distance atomes - miroir, et l'intensité vue par les atomes est le module au carré du champ total :

$$I_{\text{Verdi}}(P_{\text{Verdi}}, r, z) = E_{\text{Verdi}}(r, z) \times E_{\text{Verdi}}(r, z)^* \quad (3.2.14)$$

La profondeur du réseau est donnée par :

$$U_{\text{reseau}}(P_{\text{Verdi}}, r, z) = \frac{\hbar\Gamma}{8.I_{\text{sat}}} \frac{I_{\text{Verdi}}(P_{\text{Verdi}}, r, z)}{\delta_{\text{Verdi}}} \quad (3.2.15)$$

Avec $\Gamma = 2\pi \times 6,07$ MHz, $I_{\text{sat}} = 1,67$ mW/cm² et $\delta_{\text{Verdi}} = \omega_{\text{Verdi}} - \omega_{\text{at}}$. Le biais sur la fréquence de Bloch converti en fréquence s'écrit :

$$\Delta\nu_{\text{reseau}}(P_{\text{Verdi}}, z) = \frac{U_{\text{reseau}}(P_{\text{Verdi}}, 0, z + \Delta m \times \lambda_{532}/2) - U_{\text{reseau}}(P_{\text{Verdi}}, 0, z)}{\Delta m \times h} \quad (3.2.16)$$

On peut calculer la profondeur U_{reseau} au niveau des atomes et le biais induit sur la fréquence de Bloch $\Delta\nu_{\text{reseau}}$ pour différentes distances entre le col du faisceau et le miroir z_{col} et différents w_{Verdi} . Pour garder les atomes au minimum d'intensité, il faut dans les calculs écrire z_{col} comme $N \times \lambda_{\text{Verdi}}/2 + \lambda_{\text{Verdi}}/4$, où N est un entier.

Plusieurs jeux de combinaisons $\{z_{\text{col}}, w_{\text{Verdi}}\}$ permettent d'obtenir la même profondeur

vue par les atomes, mais le biais $\Delta\nu_{\text{reseau}}$ augmente lorsque w_{Verdi} diminue. Pour les paramètres $P_{\text{Verdi}}=7,36$ W (puissance maximale mesurée), $w_{\text{Verdi}} = 100 \mu\text{m}$, et $z_{\text{col}} = 75$ cm, on retrouve une profondeur vue par les atomes de $3,9 E_R$, qui est celle observée en pratique. Le biais sur la fréquence de Bloch $\Delta\nu_{\text{reseau}}$ est alors égal à 10 mHz. Malheureusement le biais étant proportionnel à la puissance du laser Verdi, lorsqu'on décroît la profondeur à $1,7 E_R$ il n'est plus que de 3,5 mHz ... Or on voit sur la Figure 3.24 que le biais augmente lorsque la profondeur diminue. De plus, ce biais change de 18 mHz, et non de 6,5 seulement comme ce que l'on obtient par ce calcul. Il paraît irréaliste de considérer que le col du faisceau soit encore plus petit, puisque nous n'avons pas observé d'effet thermique lors de la prise de ces mesures.

Il est probable que la position et la taille du col du faisceau dépendent de la puissance du laser diffractée par le MAO, ce que nous n'avons malheureusement pas mesuré.

3.2.3 Verticalité du réseau

Le protocole permettant de s'assurer de la verticalité du réseau a été expliqué dans la partie 2.2.2. On peut estimer l'erreur de verticalité :

La distance entre le miroir de rétro-réflexion et le périscope envoyant le faisceau à la verticale est de 62 cm. On a une incertitude sur l'alignement de moins de $500 \mu\text{m}$, ce qui donne une incertitude sur la verticalité de 0,44 mrad.

Le faisceau rétroréfléchi est aligné en renvoyant le faisceau dans l'isolateur optique, qui se trouve à 2,26 m du miroir, avec une incertitude de $500 \mu\text{m}$, ce qui amène à une incertitude 0,22 mrad. On somme quadratiquement les erreurs, qui sont indépendantes, et on a une incertitude finale de $\sim 0,49$ mrad sur la verticalité du réseau. Si le réseau n'est pas vertical, mais décalé d'un angle θ , nous mesurerons une projection de $g : g \cdot \cos(\theta)$, ce qui donne une incertitude relative sur la mesure de la verticalité de $1 - \cos(\theta) = 2,4 \times 10^{-7}$ pour $\theta=0,49$ mrad.

Nous ne sommes pas limités par l'estimation de la verticalité.

3.3 NOUVEAUX TYPES D'INTERFÉROMÈTRES

Lorsque nous avons changé le désaccord des faisceaux Raman, nous n'avions, pendant un temps, plus de faisceau compensateur de déplacement lumineux du laser infrarouge. Or sans ce faisceau, même les franges d'un interféromètre Ramsey-micro-onde sont brouillées très rapidement. Il nous a donc fallu utiliser des interféromètres symétriques afin de s'affranchir des fluctuations de la fréquence hyperfine. Nous avons aussi cherché à être insensible au déplacement lumineux différentiel des lasers Raman car même si nous en avons réduit les fluctuations, nous ne pouvons plus l'annuler. Je vais ici décrire ces nouveaux

types d'interféromètres.

Nous avons enfin essayé d'augmenter l'« aire » de nos interféromètres, c'est-à-dire d'augmenter la séparation spatiale de nos paquets d'onde en ajoutant des impulsions π dans l'interféromètre. Le contraste de nos oscillations de Rabi nous permet en effet de transférer 80% des atomes avec une impulsion 5π (cf Figure 3.6) si bien que l'on peut donc envisager d'enchaîner plusieurs impulsions Raman sans trop perdre d'atomes.

3.3.1 Interféromètre Ramsey Raman symétrique

Un moyen simple de créer un interféromètre symétrique autre que l'interféromètre accordéon est de symétriser l'interféromètre Ramsey Raman : on rajoute deux impulsions π entre les impulsions $\pi/2$ Raman. La séquence d'impulsions et le chemin des atomes entre les niveaux est décrit Figure 3.25. On peut exprimer le déphasage de cet interféromètre

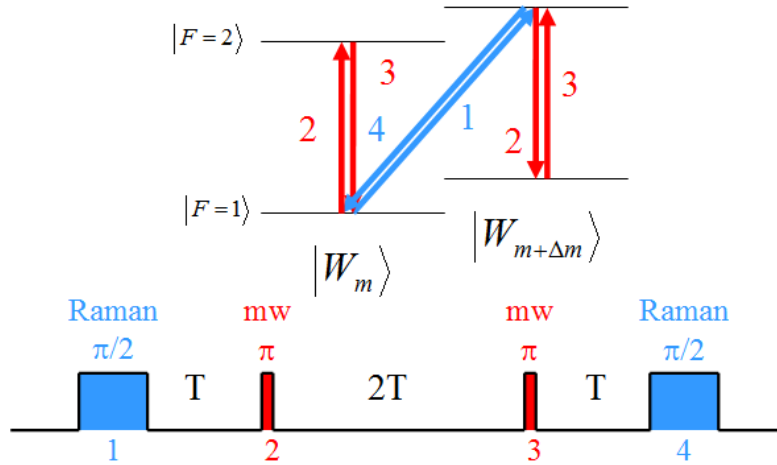


Figure 3.25 : Schéma de principe de l'interféromètre Ramsey Raman symétrique.

$\Delta\Phi_{sym\ RamRam}$ en réutilisant les principes expliqués dans les parties 1.2.3 et 1.4.3.2 :

$$\Delta\Phi_{sym\ RamRam} = \phi_{Ram}(0) - 2\phi_{MW}(T) + 2\phi_{MW}(3T) - \phi_{Ram}(4T) \quad (3.3.1)$$

où $\phi_{Ram}(t)$ et $\phi_{MW}(t)$ ont été définies par les équations 1.4.3 et 1.4.6. On peut réécrire $\Delta\Phi_{sym\ RamRam}$:

$$\Delta\Phi_{sym\ RamRam} = (\omega_{MW} + \Delta m\nu_B - \omega_{Ram})4T \quad (3.3.2)$$

On retrouve la même forme de déphasage que pour l'interféromètre Ramsey Raman (cf équation 1.4.4), $4T$ correspond au temps total de précession libre T_{Ramsey} , excepté que la fréquence hyperfine est remplacée par la fréquence de la micro-onde $\omega_{MW} = 2\pi\nu_{MW}$, ce qui rend cet interféromètre insensible aux fluctuations de la fréquence hyperfine, et notamment aux fluctuations de déplacement lumineux du laser infrarouge.

Nous pouvons donc utiliser cet interféromètre dans le cas où les déplacements lumineux δ_{IR}^{AC} et δ_{CDL}^{AC} se compensent ou non. Dans ce dernier cas, nous ajustons la fréquence micro-onde à la fréquence hyperfine en prenant en compte le déplacement lumineux des faisceaux Raman et du laser infrarouge, de manière à ce que la frange centrale de l'interféromètre se trouve centrée par rapport à l'enveloppe de Rabi des franges, qui elle est centrée à $\tilde{\nu}_{HFS} + \Delta m \times \nu_B$ (où $\tilde{\nu}_{HFS}$ est donnée par l'équation 2.3.6). Les impulsions micro-ondes ne sont pas parfaitement à résonance (elles sont désaccordées de δ_{Ram}^{AC}), mais leur fréquence de Rabi étant beaucoup plus grande que celle des Raman, cela ne change pas leur efficacité. Nous avons testé cet interféromètre dans le cas où le désaccord Raman était de 3,4 GHz, mais sans utiliser de faisceau compensateur de déplacement lumineux (CDL). On voit sur la Figure 3.26 une comparaison d'un interféromètre Ramsey-Raman et de l'interféromètre symétrique sans ce faisceau CDL. Le contraste de l'interféromètre est légèrement réduit, et les franges sont décalées, car la frange centrale se trouve maintenant à $\Delta m \times \nu_B - \nu_{MW}$, et la fréquence des impulsions micro-ondes a été choisie légèrement différente de $\nu_{HFS} + \delta_{IR}^{AC}/(2\pi)$. Mais cet interféromètre symétrique permet de réaliser une

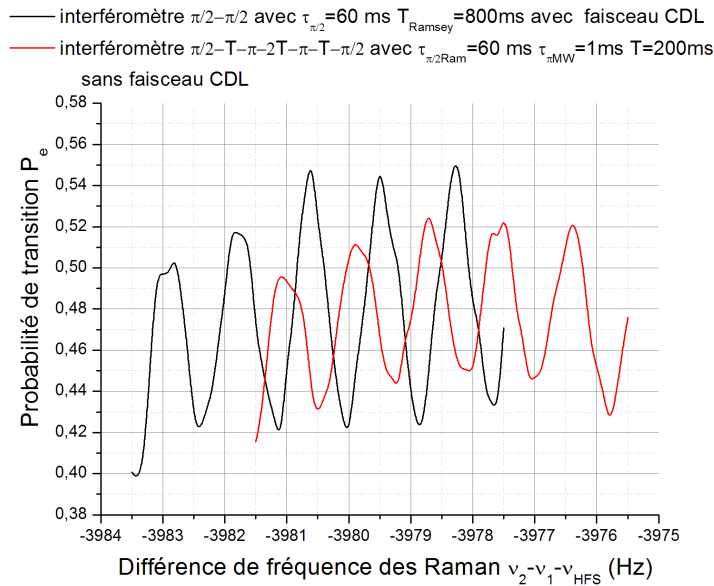


Figure 3.26 : Franges d'interférence d'un interféromètre Ramsey-Raman en noir et d'un interféromètre Ramsey-Raman symétrique en rouge. Paramètres : profondeur $U_{\text{reseau}} = 1, 6Er, 4T = T_{\text{Ramsey}} = 800$ ms, $\tau_{\pi/2} = 60$ ms $P_{IR} = 0,5$ W désaccord Raman = 3,4 GHz.

mesure de ν_B .

Remarque : Comme pour l'interféromètre Ramsey-Raman, la frange centrale est décalée par le déplacement lumineux des faisceaux Raman.

3.3.2 Interféromètre $\pi/2 - 3\pi/2$

Ne pouvant pas annuler le déplacement lumineux des lasers Raman, nous avons cherché à créer un interféromètre insensible à la fréquence des Raman. Pour cela, nous transformons l'interféromètre Ramsey-Raman en remplaçant une impulsion $\pi/2$ par une impulsion $3\pi/2$, comme décrit sur la Figure 3.31. Ce type d'interféromètre a déjà été testé sur une horloge à ions en Allemagne [Yudin *et al.*, 2010], [Huntemann *et al.*, 2012]. En calculant

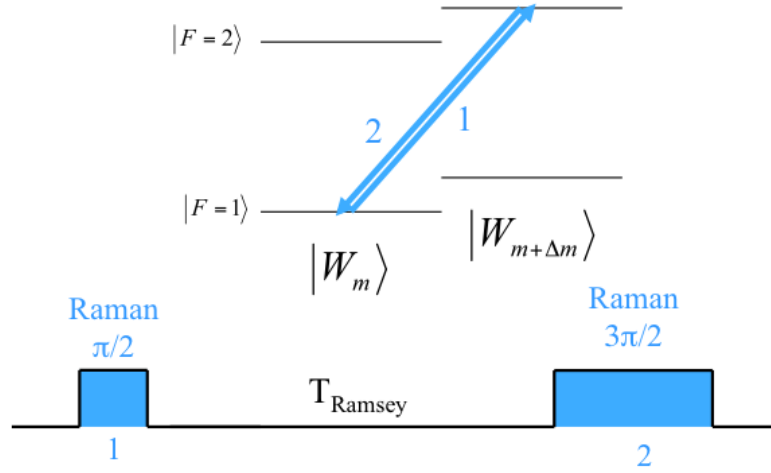


Figure 3.27 : Schéma de principe de l'interféromètre $\pi/2 - 3\pi/2$ insensible au déplacement lumineux des lasers Raman.

le déphasage en sortie de cet interféromètre avec le formalisme matriciel sans introduire le déplacement lumineux Raman, on trouve qu'il est le même que celui de l'interféromètre Ramsey-Raman. Pour comprendre l'intérêt de cette modification, nous devons nous intéresser à la fonction de sensibilité de cet interféromètre.

La fonction de sensibilité $g(t)$ d'un interféromètre définit la manière dont la probabilité de transition finale de l'interféromètre P_e est affectée par un saut de phase Raman $\delta\phi$.

$$g(t) = 2 \lim_{\delta\phi \rightarrow 0} \frac{\delta P_e(\delta\phi, t)}{\delta\phi} \quad (3.3.3)$$

Lors de nos mesures, nous nous plaçons à mi-frange, c'est-à-dire à un déphasage Φ de $\pi/2$. On peut réécrire la fonction de sensibilité comme :

$$g(t) = \lim_{\delta\phi \rightarrow 0} \frac{\delta\Phi(\delta\phi, t)}{\delta\phi} \quad (3.3.4)$$

Le calcul de la fonction de sensibilité déjà été réalisé dans le cas d'interféromètre de Ramsey-Raman [Cheinet *et al.*, 2008], et accordéon [Pelle, 2013]. Il faut utiliser le formalisme matriciel pour calculer les populations atomiques au cours de l'interféromètre en

prenant en compte la durée non nulle des impulsions et introduire un saut de phase à différents moments. La fonction prend différentes valeurs selon que le saut de phase intervient pendant une impulsion Raman ou non. Par analogie avec les calculs réalisés dans [Cheinet et al., 2008], on obtient :

$$g(t) = \begin{cases} \sin(\Omega_{\Delta m} t) & 0 < t < \tau_{Ram} \\ +1 & \tau_{Ram} < t < \tau_{Ram} + T_{Ramsey} \\ \sin(\Omega_{\Delta m}(t - T_{Ramsey})) & T_{Ramsey} + \tau_{Ram} < t < T_{Ramsey} + 4\tau_{Ram} \end{cases}$$

où τ_{Ram} est tel que $\Omega_{\Delta m}\tau_{Ram} = \pi/2$. On trace cette fonction sur la Figure 3.28 gauche, elle est différente de la fonction de sensibilité d'un interféromètre Ramsey-Raman tracée sur la Figure 3.28 droite. La fonction de sensibilité permet de calculer l'effet sur le déphasage

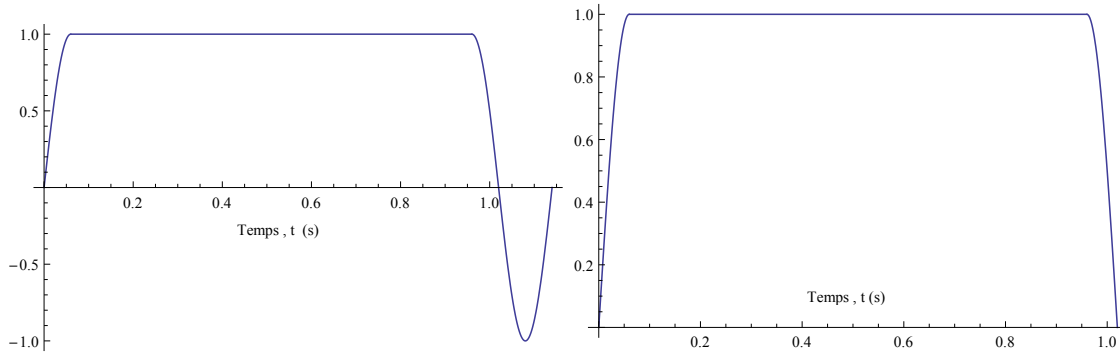


Figure 3.28 : Fonctions de sensibilité $g(t)$ en fonction de l'instant du saut de phase. A gauche pour un interféromètre $\pi/2 - 3\pi/2$, à droite pour un interféromètre Ramsey-Raman. $\tau_{Ram} = 60$ ms, $\Omega_{\Delta m}\tau_{Ram} = \pi/2$ et $T_{Ramsey} = 900$ ms.

final de l'interféromètre $\delta\Phi$ de variations de la phase $\phi(t)$ de l'interféromètre :

$$\delta\Phi = \int_{-\infty}^{\infty} g(t)d\Phi(t) \quad (3.3.5)$$

Dans le cas qui nous intéresse, nous n'observons pas un saut de phase, mais un déplacement de la pulsation Raman $\omega_{Ram}(t) = \frac{d\phi_{Ram}(t)}{dt}$, intervenant uniquement pendant les impulsions Raman. L'équation 3.3.5 se réécrit :

$$\delta\Phi = 2\pi\delta\nu = \int_{impulsions\ Raman} g(t)\omega_{Ram}(t)dt \quad (3.3.6)$$

Le déplacement lumineux des lasers Raman $\omega_{Ram}(t) = \delta^{AC}$ ne dépend pas du temps. Comme l'aire de la fonction de sensibilité pendant les impulsions Raman est nulle, l'intégrale est nulle ! Ce qui signifie que le déplacement lumineux des lasers Raman n'influe pas sur la position de la frange centrale qui se situe à $\nu_{HFS} + \Delta m\nu_B$. L'enveloppe de Rabi des franges en revanche se trouve à $\nu_{HFS} + \Delta m\nu_B + \delta^{AC}/(2\pi)$. Il faut utiliser des impulsions

Raman avec une fréquence de Rabi la plus grande possible (supérieure à $\delta^{AC}/(2\pi)$) afin d'avoir une enveloppe de Rabi la plus large possible, et ne pas avoir d'asymétrie de la frange centrale. On peut le voir sur la Figure 3.29 où l'impulsion $3\pi/2$ dure 180 ms, ce qui induit une enveloppe de Rabi d'environ 5 Hz. La position de la frange centrale indiquée sur la figure est déterminée en utilisant plusieurs interféromètres de T_{Ramsey} différents. On remarque que l'enveloppe de Rabi se déplace. Pour cette mesure, les fluctuations du déplacement lumineux des lasers Raman étaient alors importantes ($\sim \Omega_{\Delta m}/2$, le désaccord Raman est de 3,4 GHz) ce qui rend le profil de la frange centrale asymétrique.

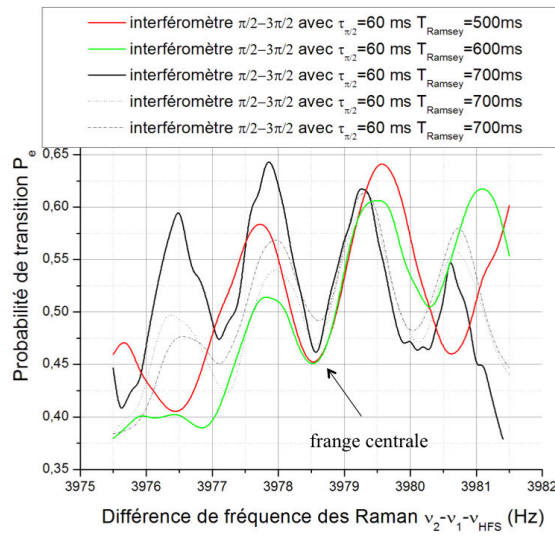


Figure 3.29 : Franges d'interférence d'un interféromètre $\pi/2 - 3\pi/2$ pour différents temps d'interaction libre T_{Ramsey} . Paramètres : profondeur $U_{reseau} = 1,6Er$, $T_{Ramsey} = 800$ ms, $\tau_{\pi/2} = 60$ ms $P_{IR} = 0,5$ W désaccord Raman = 3,4 GHz, avec faisceau CDL. Les fluctuations sont importantes mais nous sommes dans le cas défavorable où la pulsation de Rabi est faible, et les fluctuations de déplacement lumineux grandes.

Le fait d'utiliser une impulsion $3\pi/2$ reverse les populations atomiques, et les franges seront déphasées de π par rapport aux franges d'un interféromètre Ramsey Raman, ce qu'on peut voir sur la Figure 3.30. Le contraste de l'interféromètre $\pi/2 - 3\pi/2$ est sensiblement le même que celui de l'interféromètre Ramsey-Raman, mais la position de la frange centrale ne dépend plus de la valeur du déplacement lumineux différentiel Raman.

Remarque : le calcul du déphasage « abrégé » en utilisant les principes expliqués dans la partie 1.2.3 et l'équation 1.4.3 n'est valable que dans le cas où on considère des impulsions inférieures à π . Il faut tenir compte de la fonction de sensibilité pour le calcul rigoureux. Pendant les impulsions, elle n'est pas monotone, mais sinusoïdale de période 2π . Le déphasage est égal à l'intégrale de la fonction de sensibilité, et change de signe selon

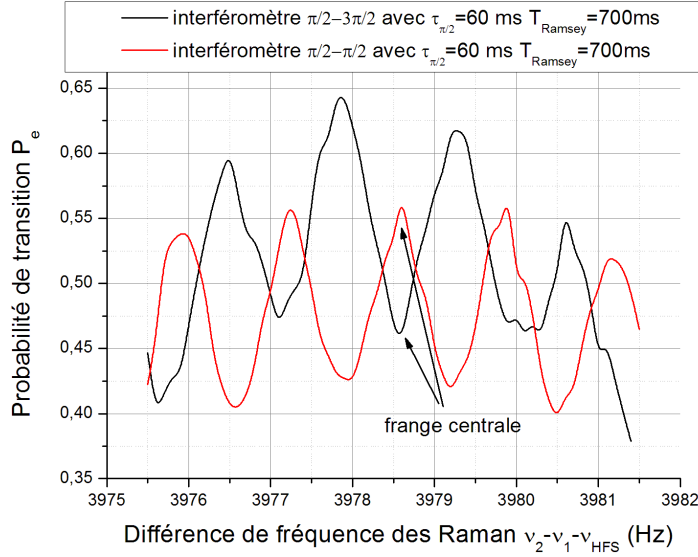


Figure 3.30 : Franges d'interférence d'un interféromètre $\pi/2 - 3\pi/2$ en rouge et Ramsey-Raman en noir. Paramètres : profondeur $U_{\text{reseau}} = 1,6Er$, $T_{\text{Ramsey}} = 700$ ms, $\tau_{\pi/2} = 60$ ms $P_{IR} = 0,5W$ désaccord Raman = 3,4 GHz, avec faisceau CDL.

que la fonction est croissante ou décroissante. Dans notre cas, le déphasage $\delta\phi_\pi$ induit par une impulsion π est nul, et le déphasage induit par une impulsion $3\pi/2$ n'est pas égal à $3 \times \delta\phi_{\pi/2}$ mais à $-\delta\phi_{\pi/2}$.

3.3.3 Interféromètre $\pi/2 - \pi - \pi - 3\pi/2$

Nous avons enfin combiné les deux types d'interféromètres décrits précédemment, pour créer un interféromètre insensible à δ_{IR}^{AC} et δ_{CDL}^{AC} . Nous l'appelons interféromètre « $\pi/2 - \pi - \pi - 3\pi/2$ », il est décrit sur la Figure 3.31. De même que pour l'interféromètre insensible au déplacement lumineux des lasers Raman, on peut calculer la fonction de sensibilité de cet interféromètre, qui est un peu différente, mais reste symétrique :

$$g(t) = \begin{cases} \sin(\Omega_{\Delta m}(t - t_i)) & 0 < t < \tau_{\text{Ram}} \\ +1 & \tau_{\text{Ram}} < t < \tau_{\text{Ram}} + T \\ \sin(\Omega_{MW}(t - t_i) + \frac{\pi}{2}) & \tau_{\text{Ram}} + T < t < \tau_{MW} + \tau_{\text{Ram}} + T \\ -1 & \tau_{MW} + \tau_{\text{Ram}} + T < t < \tau_{MW} + \tau_{\text{Ram}} + 3T \\ \sin(\Omega_{MW}(t - t_i) + \frac{3\pi}{2}) & \tau_{MW} + \tau_{\text{Ram}} + 3T < t < 2\tau_{MW} + \tau_{\text{Ram}} + 3T \\ +1 & 2\tau_{MW} + \tau_{\text{Ram}} + 3T < t < 2\tau_{MW} + \tau_{\text{Ram}} + 4T \\ \sin(\Omega_{\Delta m}(t - t_i) + \frac{5\pi}{2}) & 2\tau_{MW} + \tau_{\text{Ram}} + 4T < t < 2\tau_{MW} + 2\tau_{\text{Ram}} + 4T \end{cases}$$

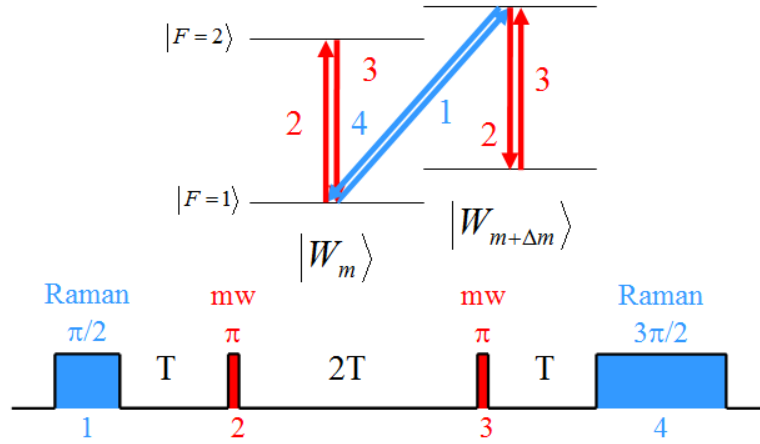


Figure 3.31 : Schéma de principe de l'interféromètre « $\pi/2 - \pi - \pi - 3\pi/2$ » insensible au déplacement lumineux des lasers Raman et à la fréquence hyperfine.

où τ_{Ram} est tel que $\Omega_{\Delta m}\tau_{Ram} = \pi/2$, τ_{MW} est tel que $\Omega_{MW}\cdot\tau_{MW} = \pi$ et t_i est défini tel que les différentes parties de la fonction soient bornées par $t_i < t < t_f$. On trace cette fonction de sensibilité sur la Figure 3.32.

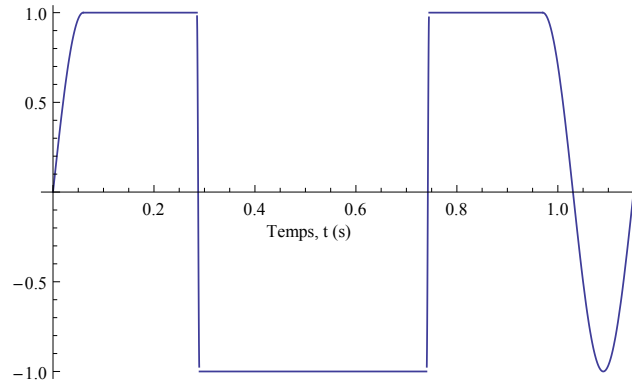


Figure 3.32 : Fonctions de sensibilité $g(t)$ en fonction de l'instant du saut de phase de l'interféromètre « $\pi/2 - \pi - \pi - 3\pi/2$ ». $\tau_{Ram} = 60$ ms, $\Omega_{\Delta m}\tau_{Ram} = \pi/2$, $\tau_{MW} = 1$ ms, $\Omega_{MW}\cdot\tau_{MW} = \pi$ et $T_{Ramsey} = 900$ ms.

Le déphasage de cet interféromètre est le même que celui de l'interféromètre symétrique, et sa fonction de sensibilité étant d'aire nulle, cet interféromètre sera insensible aux variations de la fréquence hyperfine, ainsi qu'au déplacement lumineux des lasers Raman. L'enveloppe de Rabi des franges sera elle sensible à toutes ces variations, mais nous pouvons accorder la fréquence des impulsions micro-ondes de manière à recentrer la frange centrale au centre du profil de Rabi.

Nous avons constaté que le contraste de cet interféromètre était le même que celui d'un interféromètre Ramsey-Raman à temps de précession libre égal. Nous avons réalisé des mesures de la fréquence de Bloch avec ce type d'interféromètre avec un désaccord Raman de 300 GHz. Nous avons obtenu des mesures répétables avec une sensibilité court terme variant entre 6×10^{-6} et $5,5 \times 10^{-6}$ à 1 s.

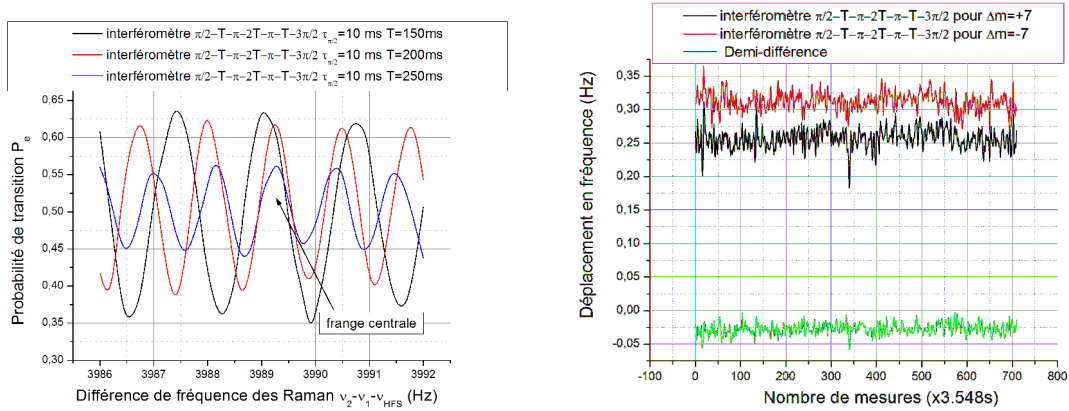


Figure 3.33 : A gauche, franges d'interférence de l'interféromètre $\pi/2 - \pi - \pi - 3\pi/2$ pour différents temps d'interaction libre pour une transition $\Delta m = 7$. A droite, suivi des fluctuations de fréquences des transitions $+7$ et -7 . Paramètres : profondeur $U_{\text{seau}} = 1,6Er$, $T = 225$ ms, $T_{\text{tot}} = 900$ ms, $\tau_{\pi/2} = 10$ ms $P_{IR} = 0,5W$ désaccord Raman = 300 GHz, avec faisceau CDL.

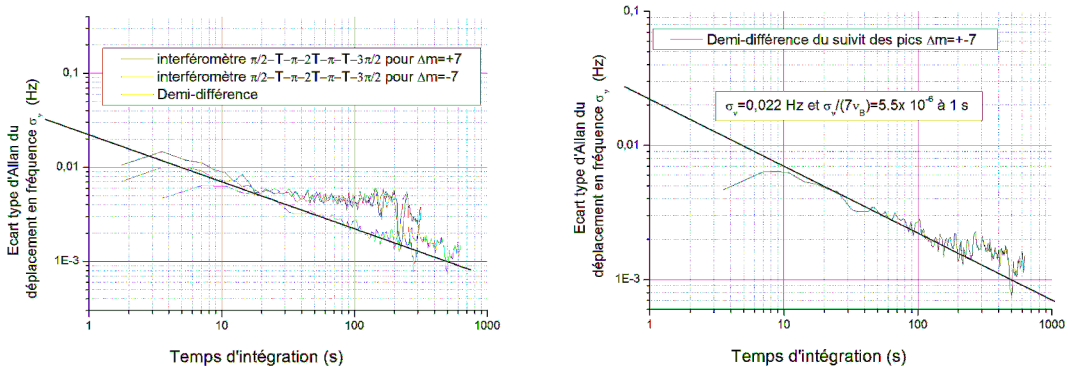


Figure 3.34 : A gauche, écart type d'Allan des fluctuations temporelles de fréquence de la frange centrale des transitions $\Delta m = \pm 7$ et de la demi-différence d'un interféromètre $\pi/2 - \pi - \pi - 3\pi/2$. A droite, écart type d'Allan des fluctuations temporelles de la demi-différence et sensibilité court terme. Paramètres : profondeur $U_{\text{seau}} = 1,6Er$, $\Delta m = \pm 7$, $T = 225$ ms, $T_{\text{tot}} = 900$ ms, $\tau_{\pi/2} = 10$ ms $P_{IR} = 0,5W$, désaccord Raman = 300 GHz, avec faisceau CDL.

On peut observer les résultats de cette intégration sur les Figures 3.33 et 3.34. Les fluctuations du suivi de fréquences des transitions + et - 7 sont du même ordre de grandeur que celles du suivi de la demi-différence, étant donné qu'on est insensible aux fluctuations de la fréquence hyperfine, et leur écart type d'Allan décroissent en $1/\sqrt{T_{int}}$ comme pour le cas de l'interféromètre accordéon. La meilleure sensibilité court terme obtenue est de $5,5 \times 10^{-6}$ à 1 s.

3.3.4 Interféromètre multi- π

Avec le changement de désaccord Raman, la bonne efficacité des oscillations de Rabi permet d'envisager des interféromètres à impulsions multiples.

En effet, avec le montage précédent, on ne pouvait transférer au mieux que 80 % des atomes à l'aide d'une impulsion π , et les transferts imparfaits créaient des interféromètres parasites, de moindre séparation, qui dégradent le contraste de l'interféromètre principal, ce que l'on a observé sur l'interféromètre accordéon [Pelle, 2013]. Maintenant que nous pouvons transférer plus de 90 % des atomes, nous pouvons envisager des interféromètres utilisant plusieurs impulsions Raman, et permettant de plus grandes séparations atomiques.

L'idée est d'utiliser une première impulsion pour séparer les atomes de Δm puits, puis de ré-appliquer une deuxième impulsion pour les séparer à nouveau de Δm , de laisser les atomes précéder pendant un temps T et de ré-appliquer les deux impulsions afin de fermer l'interféromètre. Comme nous utilisons des impulsions Raman, nous changeons l'état hyperfin des atomes en même temps que leur état externe. La première impulsion va donc transférer les atomes de $|F = 1, m\rangle$ à $|F = 2, m + \Delta m\rangle$, et la deuxième impulsion va transférer les atomes de $|F = 2, m + \Delta m\rangle$ à $|F = 1, m + 2\Delta m\rangle$. Pour que cela soit possible, il faut changer la fréquence des faisceaux Raman $\nu_2 - \nu_1$, comme on peut le voir sur la Figure 3.35 de $\nu_{HFS} + \Delta m\nu_B$ à $\nu_{HFS} - \Delta m\nu_B$. Cela représente un saut de fréquence de $2\Delta m\nu_B$. Pour cela, nous utilisons un synthétiseur numérique (DDS pour Direct Digital Synthesiser en anglais) qui permet d'ajuster la fréquence de la transition Raman $\nu_2 - \nu_1$ dans un mode double fréquence, à un instant fixé qui permet à la DDS d'effectuer un saut de fréquence ν_{DDS} de $2\Delta m\nu_B$.

L'interféromètre multi- π est décrit sur la Figure 3.35. Il permet de séparer les paquets d'onde de $3\Delta m$.

Le déphasage de cet interféromètre $\Delta\Phi_{multi-\pi}$ est calculé à l'aide du formalisme matriciel :

$$\Delta\Phi_{multi-\pi} = \phi_{Ram}(0) - 2\phi'_{Ram}(0) + 2\phi'_{Ram}(T) - \phi_{Ram}(T) \quad (3.3.7)$$

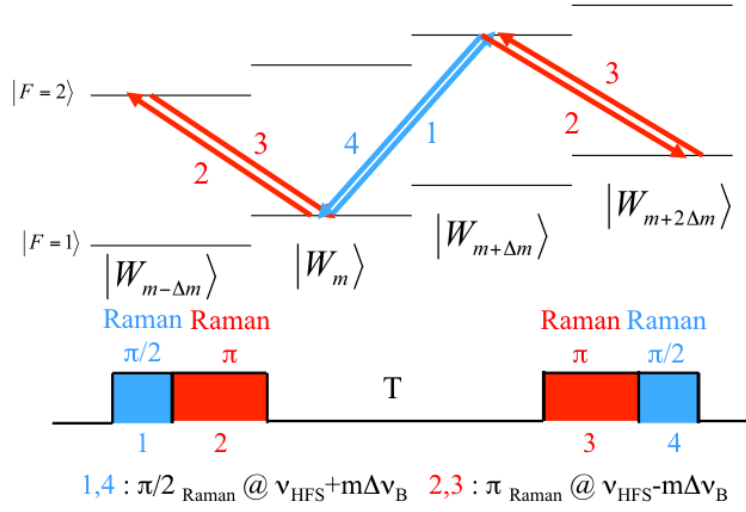


Figure 3.35 : Schéma de principe de l'interféromètre multi- π .

où $\phi_{Ram}(t)$ et $\phi'_{Ram}(t)$ sont définis par :

$$\begin{aligned}\phi_{Ram}(t) &= (\omega_{Ram} - \omega_{HFS} - \Delta m \omega_B)t \\ \phi'_{Ram}(t) &= (\omega'_{Ram} - \omega_{HFS} - \Delta m' \omega_B)t\end{aligned}\quad (3.3.8)$$

avec $\Delta m' = -\Delta m$, $\omega'_{Ram} = \omega_{Ram} - 2\Delta m \times \omega_{DDS}$ et $\omega_{DDS} = 2\pi\nu_{DDS}$ où ν_{DDS} est la différence de fréquence appliquée à la DDS entre les impulsions Raman vers + et - Δm .

On obtient :

$$\Delta\Phi_{multi-\pi} = (\omega_{Ram} - \omega_{HFS} - 4\Delta m \omega_{DDS} + 3\Delta m \omega_B)T \quad (3.3.9)$$

La différence de fréquence ν_{DDS} entre les deux impulsions Raman vers + et - Δm est fixe : $\nu_{DDS} \sim \Delta m \nu_B$ car on connaît la fréquence de Bloch $\nu_B \sim 568,5$ Hz. Pour observer les franges d'interférence, on fait varier ω_{Ram} autour de $\omega_{HFS} + \Delta m \omega_B$. Dans le cas de l'interféromètre multi- π , on retrouve que la position de la frange centrale ne dépend pas de T car le déphasage est nul quelque soit T.

L'interfrange de cet interféromètre est le même que celui d'un interféromètre Ramsey-Raman, mais la sensibilité aux fluctuations de la fréquence de Bloch est bien 3 fois plus grande que celle de l'interféromètre Ramsey-Raman.

Nous avons testé cet interféromètre multi- π . Mais nous avons observé un contraste très réduit de la frange centrale, comme on peut le voir sur la Figure 3.36. Le contraste de ces franges n'était pas reproductible, et pouvait même disparaître, y compris pour des temps de précession libre plus court de l'ordre de 150 ms. Cependant on observe des franges bien plus contrastées, mais pas à la position de la frange centrale ($\nu_{HFS} + \Delta m \nu_B$), ce qui pose

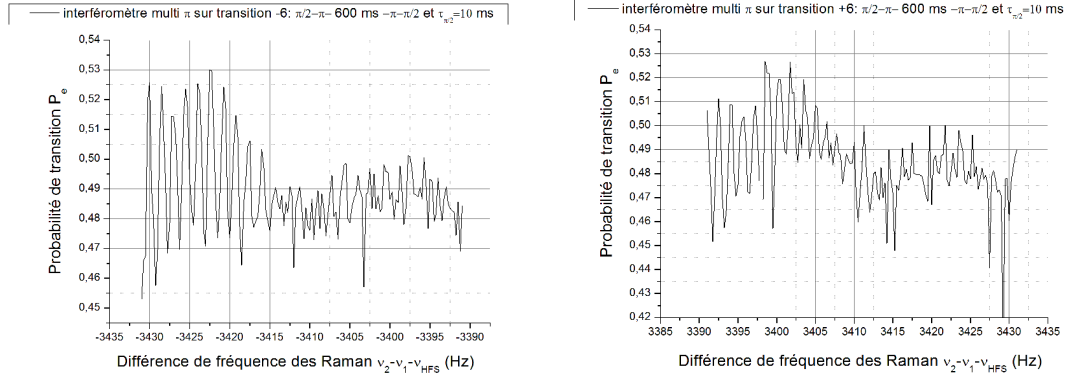


Figure 3.36 : Franges d'interférence d'un interféromètre multi- π un temps d'interaction libre $T = 600$ ms pour les transitions $\Delta m = \pm 6$. Paramètres : profondeur $U_{\text{reseau}} = 1,6Er$, $\tau_{\pi/2} = 10$ ms $P_{IR} = 0,5$ W désaccord Raman = 300 GHz, avec faisceau CDL.

un problème pour réaliser une mesure de la fréquence de Bloch. Le contraste des franges était nul sur une transition $\Delta m = \pm 7$.

3.4 CONCLUSION

La nouvelle version de l'expérience et les changements apportés ont permis de réaliser de nouvelles mesures de la fréquence de Bloch ν_B . Nous avons réalisé l'étude des différentes sensibilités court terme obtenues avec les différents types d'interféromètres. Nous avons amélioré notre sensibilité court terme et atteint une sensibilité relative à la fréquence de Bloch de $3,9 \times 10^{-6}$ à 1 s avec un interféromètre Ramsey-Raman et un désaccord des faisceaux Raman de 300 GHz.

La sensibilité court terme dépend assez peu du type d'interféromètre utilisé, et la sensibilité « maximale » est la même pour chaque mesure, et vaut $3,8 \times 10^{-7}$.

Nous avons mené une étude de l'exactitude de nos mesures. Nous observons une dépendance de la valeur de la fréquence de Bloch en fonction de la puissance du laser infrarouge de piégeage transverse, bien expliquée par un gradient de force dipolaire de ce laser dû au fait que les atomes se situent à 2 cm du col du faisceau.

La valeur de la fréquence de Bloch mesurée dépend aussi de la profondeur à laquelle est réalisée cette mesure. Ces mesures sont cependant difficiles à expliquer car nous avons dû modifier la taille et la position du col du laser Verdi créant l'onde stationnaire pour réaliser cette étude, et nous soupçonnons des effets thermiques qui dépendent de la puissance du laser entrant dans l'enceinte à vide.

Nous avons enfin réalisé de nouveaux schémas d'interféromètres, nous permettant d'être insensible au désaccord des lasers Raman ou aux fluctuations de la fréquence hyperfine. Ils mènent à des sensibilités court terme comparables à celle de l'interféromètre Ramsey-raman.

Nous allons maintenant nous intéresser à un paramètre négligé jusqu'à maintenant : le contraste de nos interféromètres en fonction du type d'interféromètre, de la profondeur et des transitions choisies.

Étude de la perte de contraste

Pour tous les types d'interféromètres réalisés dans le chapitre précédent, nous avons remarqué une décroissance rapide du contraste avec la durée de l'interféromètre. Cette perte de contraste limite la sensibilité de notre mesure. Nous allons dans ce chapitre étudier plus en détail l'évolution du contraste en fonction de paramètres des interféromètres et tenter de trouver une explication à cette décroissance.

Sommaire

4.1 Étude expérimentale	119
4.1.1 Interféromètre micro-onde	120
4.1.2 Interféromètre Ramsey-Raman	121
4.1.3 Interféromètre accordéon	123
4.2 Mécanismes de perte de cohérence	127
4.2.1 Effet Landau Zener	128
4.2.2 Émission spontanée	128
4.2.3 Chauffage paramétrique	129
4.3 Inhomogénéités de déphasage	130
4.3.1 Gradients de force parasites	131
4.3.2 Niveaux transverses	132
4.4 Conclusion	147

4.1 ÉTUDE EXPÉRIMENTALE

Changer le désaccord des faisceaux Raman, a permis d'augmenter sensiblement l'efficacité des oscillations de Rabi et donc le contraste des interféromètres pour des temps de précession libre courts. Cependant, comme c'était déjà le cas lors de la première version de l'expérience, le contraste décroît en fonction de la durée de l'interféromètre, avec un temps caractéristique de l'ordre de la seconde. Nous avons en revanche gagné en stabilité

et en répétabilité avec la nouvelle expérience. Cela nous permet dans cette partie d'étudier la décroissance du contraste en fonction des paramètres de l'interféromètre.

4.1.1 Interféromètre micro-onde

L'interféromètre le plus simple à réaliser est l'interféromètre Ramsey-micro-onde. Lorsque l'on mesure le contraste de cet interféromètre en fonction du temps, on observe la décroissance représentée sur la Figure 2.16. Le taux de décroissance du contraste dépend de la puissance du laser infrarouge utilisée et est assez sensible à la qualité de l'alignement du faisceau compensateur de déplacement lumineux. Dans la meilleure des configurations, nous arrivons à conserver un contraste de plus de 80 % pour une durée d'évolution libre de 1,4 s.

La décroissance du contraste s'ajuste assez bien avec une courbe en $C_0 \times e^{-T_{Ramsey}^2/\sigma_t^2}$ où

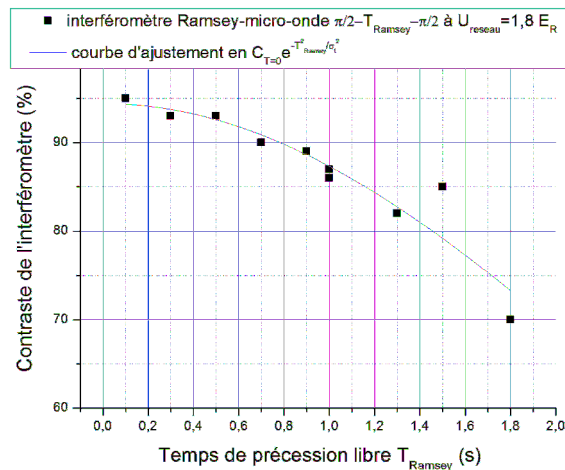


Figure 4.1 : Contraste de l'interféromètre Ramsey-micro-onde $\pi/2 - T - \pi/2$ en fonction de T avec courbe d'ajustement en $C_0 \times e^{-T_{Ramsey}^2/\sigma_t^2}$. Paramètres $\tau_{\pi/2} = 0,5$ ms, $U_{reseau} = 1,8 Er$ et $P_{IR} = 0,5$ W.

$C_0 \sim 94,5$ % est le contraste extrapolé à $T_{Ramsey} = 0$ et $\sigma_t^2 = 12,8 s^{-2}$.

Cette décroissance peut être liée à une perte de cohérence due à l'émission spontanée des lasers de piégeage qui augmente avec le temps de piégeage. On peut calculer le taux d'émission spontanée des deux lasers de piégeage, à l'aide de la formule 4.2.1. On trouve 0,0108 at/s pour le laser infrarouge de piégeage transverse, et 0,00707 at/s au maxima d'intensité du laser Verdi créant le réseau. Cet effet ne nous limite donc pas. Le temps de vie des atomes dans le piège dipolaire est en fait lié à la pression de gaz résiduel dans l'enceinte à vide.

On peut imputer la décroissance du contraste aux inhomogénéités de déplacement lumi-

neux du laser infrarouge imparfaitement compensés car le faisceau CDL n'a pas exactement le même mode que le faisceau infrarouge. Pour une distribution gaussienne de dephasage en $e^{-\frac{\Delta\Phi^2}{2}}$, on attend une décroissance du contraste en $e^{-\frac{4\pi^2\sigma_\nu^2 T_{\text{Ramsey}}^2}{2}}$. Notre mesure donne $\sigma_\nu = 60$ mHz. Le déplacement lumineux différentiel du laser infrarouge étant environ égal à 2 Hz, il est très bien compensé. Les inhomogénéités découlant de sa mauvaise compensation ne sont que de 3 %.

4.1.2 Interféromètre Ramsey-Raman

Nous avons mené une étude de l'évolution du contraste de l'interféromètre Ramsey-Raman en fonction du temps et de la transition Δm . Nous nous sommes, pour chaque transition, placés aux profondeurs permettant de limiter les fluctuations de couplage en fonction de la profondeur, c'est-à-dire aux maxima locaux de couplages que l'on peut observer sur les Figures 1.10 et 3.9.

On peut observer sur la Figure 4.2 l'évolution du contraste de ces interféromètres pour des transitions $\Delta m = \pm 6$ et ± 3 . La gamme de profondeur que nous pouvons sonder nous permet de réaliser une mesure à deux profondeurs différentes pour la transition $\Delta m = \pm 3$, car le couplage possède en effet deux maxima locaux à 1,8 et 3,9 E_R . On remarque que le contraste de ces interféromètres décroît beaucoup plus rapidement que celui de l'interféromètre Ramsey-micro-onde, et que cette décroissance ne peut donc pas être imputée à des inhomogénéités de la fréquence hyperfine. On remarque aussi que les décroissances des contrastes suivent assez bien une loi en exponentielle décroissante. On remarque enfin que le contraste de l'interféromètre décroît plus rapidement quand la transition choisie est plus grande, et aussi, pour une transition Δm donnée, quand la profondeur est plus grande.

Nous avons réalisé ces mesures sur toutes les transitions accessibles, et afin d'être plus quantitatifs, utilisé une courbe d'ajustement correspondant à une exponentielle décroissante $C(T=0) \times e^{-\gamma t}$ pour en déduire le contraste maximal extrapolé à $T=0$, $C(T=0)$, ainsi que le taux de décroissance γ . On peut étudier ces paramètres en fonction de la profondeur, et de la séparation des paquets d'ondes. Les taux de décroissance ainsi déterminés sont rassemblés dans la Figure 4.3. Il est difficile de pouvoir identifier une tendance nette dans ces mesures. Il semble toutefois que plus la séparation atomique est grande, plus le taux de décroissance est élevé, mais en restant de l'ordre de « 1-1,5 Hz ». A profondeur fixée, le contraste dépend de la séparation atomique. Plus la séparation atomique est grande, plus le taux de décroissance est grand : par exemple, à 1,7 E_R , pour une séparation de 3 puits, $\gamma = 0,7$ s⁻¹ alors que pour une séparation de 6 puits, le taux de décroissance vaut 1,6 s⁻¹. Pour une profondeur de 3 E_R et une séparation de 1 puits, $\gamma = 1,15$ s⁻¹, et pour une séparation de 4 puits, $\gamma = 1,45$ s⁻¹.

Le contraste $C(T=0)$ ne dépend pas vraiment de la profondeur ni de la séparation

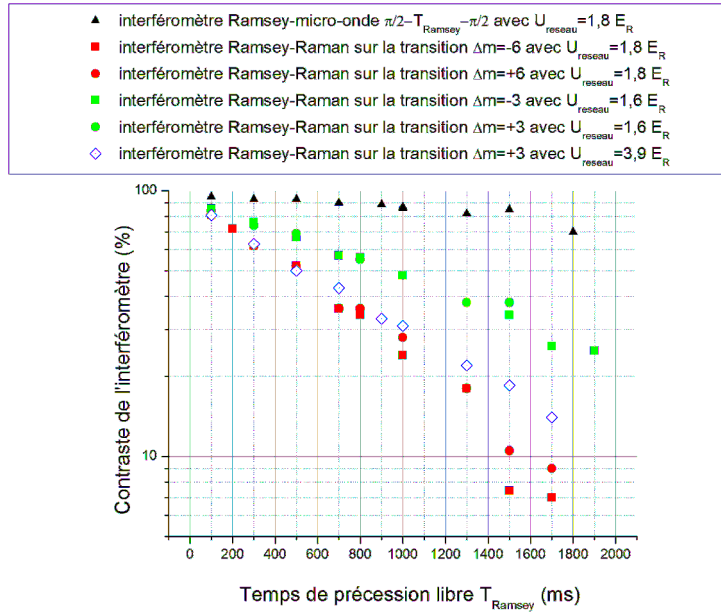


Figure 4.2 : Contraste de l'interféromètre Ramsey-Raman $\pi/2 - T - \pi/2$ (en échelle semi-logarithmique) en fonction de T pour différentes transitions Δm à différentes profondeurs, comparé au contraste de l'interféromètre Ramsey-micro-onde. En noir, contraste de l'interféromètre Ramsey-micro-onde, en rouge, contraste des interféromètres Ramsey-Raman pour des transitions $\Delta m = \pm 6$ pour $U_{\text{reseau}} = 1,8 E_R$, en vert contraste des interféromètres Ramsey-Raman pour des transitions $\Delta m = \pm 3$ pour $U_{\text{reseau}} = 1,6 E_R$ et en bleu contraste des interféromètres Ramsey-Raman pour des transitions $\Delta m = \pm 3$ pour $U_{\text{reseau}} = 3,9 E_R$. Toutes les mesures ont été réalisées en ajustant la puissance et la durée des impulsions Raman de manière à réaliser des impulsions $\pi/2$ et à une puissance du laser infrarouge de $P_{IR} = 0,5 \text{ W}$ avec le faisceau CDL optimisé.

atomique et est compris entre 80 et 95 %, comparable au contraste de l'interféromètre Ramsey-micro-onde au temps courts (cf Figure 4.4).

Remarque : la mesure pour la transition $\Delta m = \pm 5$ a été réalisée un jour différent des autres mesures, et peut être que l'alignement du faisceau CDL n'était plus tout à fait optimisé, ce qui explique que le contraste extrapolé à $T=0$ soit moins grand que pour les autres mesures (cf Figure 4.4).

La principale différence entre un interféromètre Ramsey-Raman et Ramsey-micro-onde est que les atomes sont séparés spatialement. L'amortissement supplémentaire du contraste semble donc lié à la séparation atomique, ainsi qu'à la profondeur du réseau. Nous essayerons de trouver une explication à cette décroissance dans la partie 4.2.

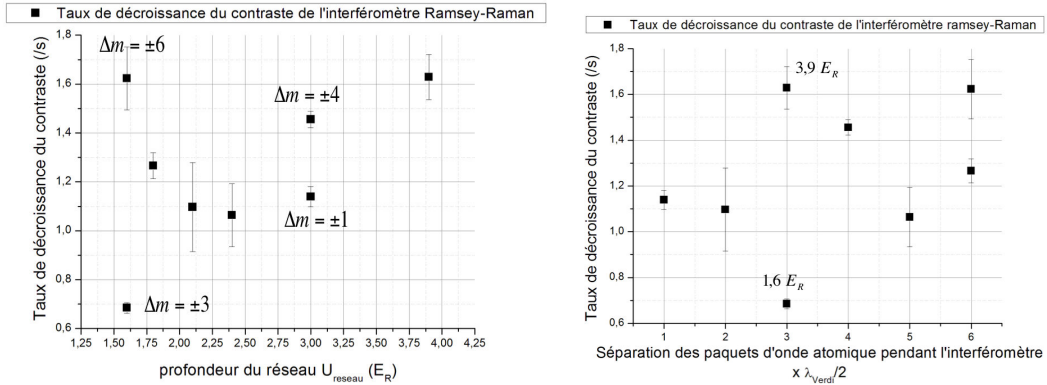


Figure 4.3 : Étude du taux de décroissance du contraste de l'interféromètre Ramsey-Raman : à gauche en fonction de la profondeur du réseau et à droite en fonction de la séparation des paquets d'onde atomique. Mesures réalisées pour une puissance infrarouge $P_{IR} = 0,5 \text{ W}$ et avec le faisceau CDL optimisé.

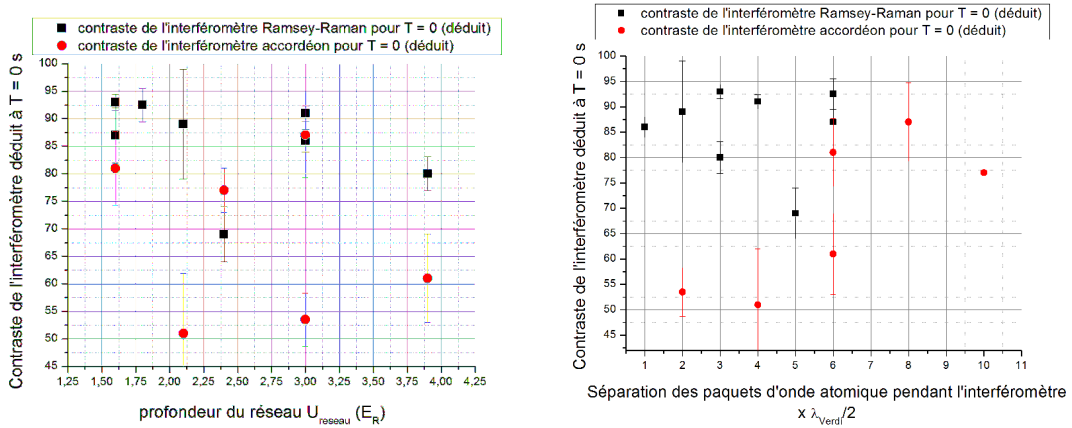


Figure 4.4 : Étude du contraste extrapolé à $T = 0$ de l'interféromètre Ramsey-Raman (carrés noirs) et accordéon (ronds rouges) : à gauche en fonction de la profondeur du réseau et à droite en fonction de la séparation des paquets d'onde atomique. Mesures réalisées pour une puissance infrarouge $P_{IR} = 0,5 \text{ W}$ et avec le faisceau CDL optimisé.

4.1.3 Interféromètre accordéon

Nous avons aussi étudié le contraste de l'interféromètre accordéon. On peut tout d'abord à profondeur égale comparer le contraste d'un interféromètre accordéon avec celui d'un interféromètre Ramsey-Raman, c'est ce qu'on observe sur la Figure 4.5. Le contraste de l'interféromètre accordéon décroît beaucoup plus rapidement que le contraste de l'interféromètre Ramsey-Raman (au moins 1,7 fois plus vite). On peut aussi s'intéresser à la décroissance du contraste de l'accordéon dépendant de la profondeur choisie, ce qu'on

observe sur la Figure 4.6. On utilise à nouveau la transition $\Delta m = \pm 3$ qui possède deux maxima locaux. On remarque que comme pour l'interféromètre Ramsey-Raman, plus la profondeur augmente, plus le contraste décroît vite. Nous avons réalisé comme pour l'in-

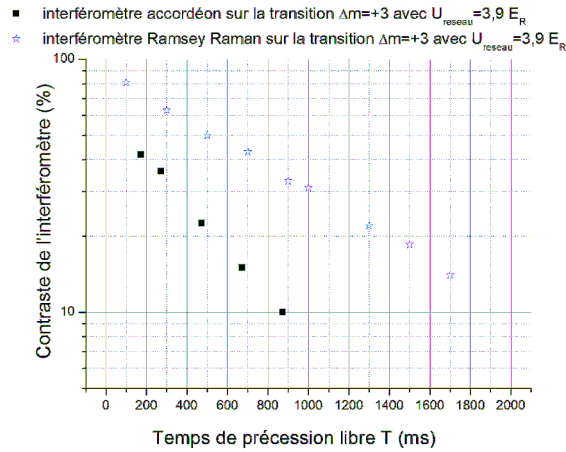


Figure 4.5 : Comparaison du contraste de l'interféromètre accordéon (carrés noirs) et Ramsey Raman (étoiles bleues), pour une transition $\Delta m = 3$ et à une profondeur de $U_{\text{reseau}} = 3,9 E_R$ avec une puissance du laser infrarouge de $P_{IR} = 0,5 \text{ W}$.

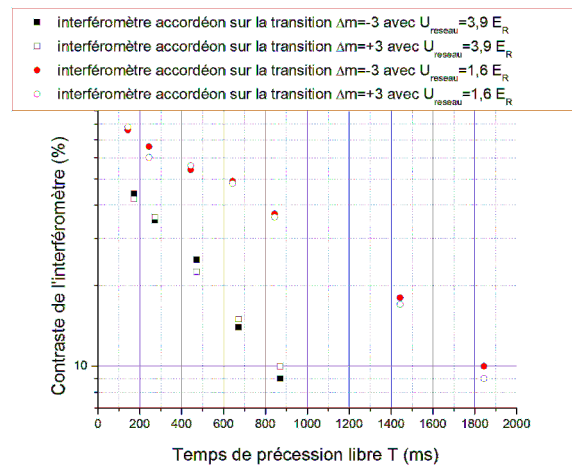


Figure 4.6 : Évolution du contraste de l'interféromètre accordéon en fonction du temps de précession libre T pour une transition $\Delta m = \pm 3$ à différentes profondeurs. Les carrés noirs correspondent à une profondeur $U_{\text{reseau}} = 3,9 E_R$ et les ronds rouges à $U_{\text{reseau}} = 1,6 E_R$. Mesures réalisées avec une puissance du laser infrarouge de $P_{IR} = 0,5 \text{ W}$.

terféromètre Ramsey-Raman une étude pour chacune des transitions Δm possibles et nous

avons utilisé la même courbe d'ajustement en exponentielle décroissante pour en déduire les taux de décroissance γ et du contraste extrapolé à $T=0$ $C(T=0)$. Ces résultats sont représentés sur les Figures 4.7 et 4.4. On remarque que contrairement à l'interféromètre

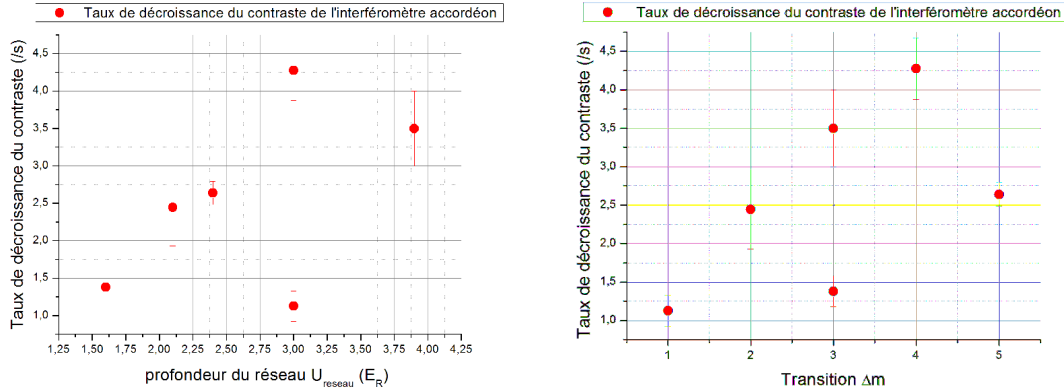


Figure 4.7 : Étude du taux de décroissance du contraste de l'interféromètre accordéon : à gauche en fonction de la profondeur du réseau et à droite en fonction de la transition Δm . Mesures réalisées pour une puissance infrarouge $P_{IR} = 0,5$ W et avec le faisceau CDL optimisé.

Ramsey-Raman, le contraste extrapolé à $T=0$ sur la Figure 4.4 semble dépendre de la transition. Il n'est que de 50 % pour des faibles séparations, et augmente jusqu'à 80 % pour des transitions $\Delta m = \pm 3,4$ et 5, à plus basse profondeur.

Le taux de décroissance γ semble au contraire augmenter lorsque la séparation atomique augmente et quand la profondeur augmente. Cela signifie que pour les transitions de Δm plus faible, le contraste n'est jamais très élevé, mais il décroît en revanche plus lentement.

Il est intéressant de comparer les taux de décroissance et le contraste à $T=0$ des interféromètres Ramsey-Raman et accordéon. Il est alors important de noter que la séparation des paquets d'onde est deux fois plus importante à transition fixée lors d'un interféromètre accordéon que lors d'un interféromètre Ramsey-Raman. Nous allons donc comparer γ pour les deux types d'interféromètres par rapport aux profondeurs, aux transitions et aux séparations atomiques, ce qui est synthétisé sur la Figure 4.8. Le fait que le contraste à $T=0$ de l'accordéon soit inférieur à celui de l'interféromètre Ramsey-Raman semble indiquer une autre source de perte du contraste lors de cet interféromètre. Ceci s'accompagne par le fait que les taux de décroissances des interféromètres accordéons sont supérieurs à ceux de l'interféromètre Ramsey-Raman. On remarque que si pour l'interféromètre Ramsey-Raman, γ fluctue entre 1 et $1,5 \text{ s}^{-1}$, pour l'interféromètre accordéon γ atteint $3,5 \text{ s}^{-1}$ pour une séparation atomique de 6 puits, c'est-à-dire que le contraste décroît 2,3 fois plus vite que pour l'interféromètre Ramsey-Raman.

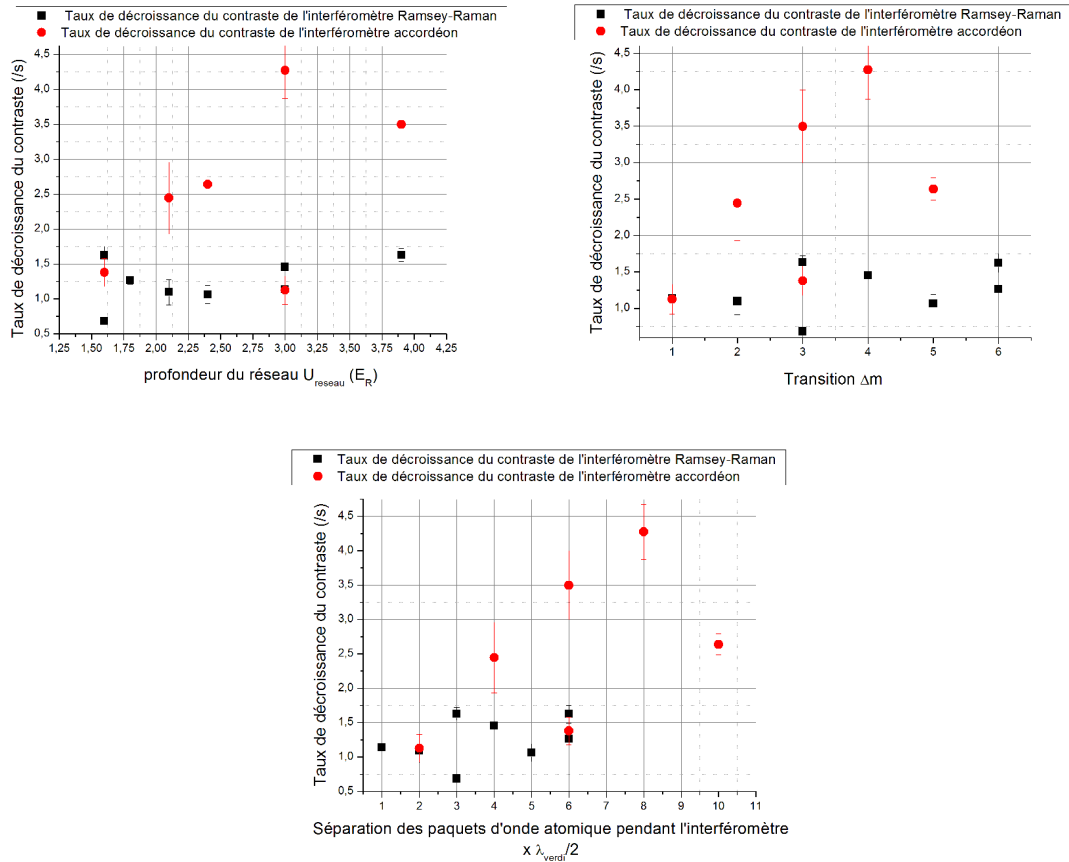


Figure 4.8 : Étude du taux de décroissance du contraste des interféromètres Ramsey-Raman (carrés noirs) et accordéon (ronds rouges) : en haut à gauche en fonction de la profondeur du réseau, en haut à droite en fonction de la transition Δm , et en bas en fonction de la séparation des paquets d'ondes atomiques. Mesures réalisées pour une puissance infrarouge $P_{IR} = 0,5$ W et avec le faisceau CDL optimisé.

Une différence importante entre ces deux types d'interféromètres est le fait que l'on utilise plus d'impulsions. Si ces impulsions ne sont pas parfaites (comme par exemple une impulsion π ne transférant que 90 % des atomes d'un état à l'autre), alors nous créons des interféromètres parasites, de moindre séparation, qui vont réduire le contraste de nos franges et leur donner une double structure caractéristique des interféromètre multiondes (cf chapitre 2 de [Pelle, 2013]).

La séparation spatiale de cet interféromètre pour des transitions à Δm donné est aussi plus grande. On peut tracer l'évolution du taux de décroissance du contraste en fonction du paramètre « Séparation \times Profondeur », ce que l'on observe Figure 4.9. On peut y rajouter le taux de décroissance de l'interféromètre Ramsey-micro-onde (en ajustant à

la Figure 4.1 une courbe en exponentielle décroissante) qui correspond à une séparation nulle. L'évolution du taux de décroissance avec ce paramètre semble plus monotone, mal-

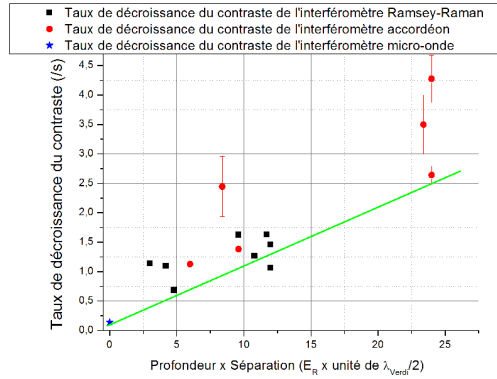


Figure 4.9 : Étude du taux de décroissance du contraste des interféromètres Ramsey-Raman (carrés noirs), accordéon (ronds rouges) et Ramsey-micro-onde (étoile bleue) en fonction de la profondeur du réseau multipliée par la séparation des paquets d'ondes atomiques (en unité de $\lambda_{Verde}/2$). Mesures réalisées pour une puissance infrarouge $P_{IR} = 0,5$ W et avec le faisceau CDL optimisé.

gré une assez grande dispersion des points. Par ailleurs, il faut tenir compte du fait que si les faisceaux Raman ne sont pas parfaitement alignés, ou si le déplacement lumineux du laser infrarouge n'est pas parfaitement compensé, le taux de décroissance du contraste augmente. On peut plutôt considérer l'évolution des taux de décroissance minimaux, qui augmentent avec le produit « Séparation \times Profondeur » (courbe verte).

4.2 MÉCANISMES DE PERTE DE COHÉRENCE

La décroissance du contraste des interféromètres Ramsey-Raman et accordéon peut avoir différentes causes :

- Perte de cohérence, liée à un phénomène de dissipation par exemple
- Inhomogénéité des déphasages atomiques qui brouillent les franges

Commençons par nous intéresser à une éventuelle perte de cohérence sur l'échantillon atomique.

Il existe de nombreux mécanismes qui peuvent « briser » la superposition quantique des atomes et entraîner une perte de cohérence.

Pendant la durée de l'interféromètre, les atomes peuvent par exemple subir un processus de diffusion (une collision, de l'émission spontanée) qui les fait sortir du piège. Dans ce cas, le nombre d'atomes participant à la mesure est diminué, mais cela n'affecte pas le contraste de l'interféromètre car tous les atomes restants participent à la mesure. Les atomes peuvent

aussi subir un processus de diffusion mais rester piégés. La cohérence de l'état peut alors être perdue, mais comme ils restent piégés, ils sont détectés, et ils entraînent une baisse du contraste mesuré. Le taux de pertes atomiques peut enfin dépendre du niveau hyperfin où ils se trouvent. Cela entraîne alors une réduction de contraste, qui s'accompagne cependant d'un changement de la probabilité de transition moyenne. Or nous avons observé que les contrastes s'amortissent pour atteindre une probabilité de transition de 50 %, ce qui exclut ce dernier type de perte de cohérence.

4.2.1 Effet Landau Zener

Une première source de perte de cohérence potentielle est l'effet Landau Zener. Les atomes peuvent changer d'état par effet tunnel entre les différentes bandes de Bloch, c'est ce qu'on appelle l'effet Landau-Zener (cf [Landau, 1932], [Zener, 1932] et [Niu *et al.*, 1996]). Les atomes sont en effet confinés dans un réseau, et peuvent être piégés dans les différentes bandes de Bloch de ce réseau. Le taux de fuite des atomes de bande de Bloch en bande de Bloch γ_b dépend de la différence d'énergie entre les bandes de Bloch au bord de la zone de Brillouin $\Delta\epsilon_b = \epsilon_{b+1} - \epsilon_b$. Plus $\Delta\epsilon_b$ est petit, plus le taux de fuite est grand ($\gamma_b \sim e^{-\Delta\epsilon_b}$). Et $\Delta\epsilon_b$ dépend de la profondeur du potentiel de piégeage, plus la profondeur est faible, plus $\Delta\epsilon_b$ est faible. Dans notre cas, la profondeur du réseau est si basse que nous ne piégeons les atomes que dans la bande fondamentale (cf [Pelle, 2013]). Le calcul du taux de fuite $\gamma_1(U_{\text{reseau}})$ en fonction de la profondeur du réseau a été réalisé dans la thèse de S. Pélisson [Pélisson, 2012]. $\gamma_1(1,6 E_R) = 0,009$ atomes / s, ce qui représente un temps de vie d'environ 100 s, et $\gamma_1(3,9 E_R) = 10^{-25}$ atomes /s.

Cela montre que le taux de transition Landau-Zener même à basse profondeur est largement plus faible que le temps de vie des atomes dans le réseau. Le temps de vie des atomes dans la première bande de Bloch a été calculé dans la thèse de B. Pelle, et vaut au plus 10 ms à $4 E_R$. Les atomes changeant de bande de Bloch ne sont donc pas piégés assez longtemps pour participer à l'interféromètre et affecter son contraste. Nous ne sommes donc a priori pas limités par cet effet. De plus, cet effet est aussi présent lors de l'interféromètre micro-onde, ou il n'est pas non plus limitant. Enfin, le taux de perte Landau-Zener augmente lorsque la profondeur diminue (alors que le temps de vie de la première bande excitée diminue). Or cela semble aller en sens inverse de l'effet mesuré, car nous avons constaté que le taux de décroissance du contraste des interféromètres diminue lorsque la profondeur diminue.

4.2.2 Émission spontanée

Les atomes sont piégés dans des champs lasers très désaccordés par rapport à leurs transitions, mais peuvent tout de même changer d'état par absorption / émission spon-

tanée. Si après un tel cycle, l'atome reste piégé, il a perdu sa cohérence, et peut affecter le contraste de l'interféromètre. La profondeur du réseau est assez grande pour garder l'atome piégé après un cycle d'absorption / émission car l'énergie cinétique encaissée par l'atome est égale au maximum à $\frac{(2\hbar k)^2}{2m_{Rb}} = 1,4 \mu\text{K} = 1,8 E_R$.

L'émission spontanée due aux lasers du piège mixte et au faisceau de CDL affecte aussi bien le contraste de l'interféromètre Ramsey-Raman que le contraste de l'interféromètre micro-onde et ne semble pas être limitante (cf partie 4.1.1). Par contre, ce n'est pas le cas de l'émission spontanée due aux lasers Raman. On peut écrire le taux d'émission spontanée Γ_{spont} :

$$\Gamma_{spont} = \frac{1}{8} \frac{\Gamma^3}{\Delta^2} \frac{I_{Ram}}{I_{sat}} \quad (4.2.1)$$

où Γ et I_{sat} ont été définis dans la partie 3.2.1 et $I_{Ram}(r)$ est l'intensité des faisceaux Raman :

$$I_{Ram}(r) = \frac{2 P_{Ram}}{\pi w_{Ram}^2} e^{-\frac{r^2}{2w_{Ram}^2}} \quad (4.2.2)$$

où P_{Ram} est la puissance totale des faisceaux Raman. Pour $\Delta = 2\pi \times 300 \text{ GHz}$, $P_{Ram} = 15 \text{ mW}$ et $w_{Ram} = 2,6 \text{ mm}$, le taux d'émission spontanée maximal vaut $0,106 \text{ s}^{-1}$. Pour une durée totale des deux impulsions $\pi/2$ de 20 ms , on perd $0,2 \%$ des atomes. C'est insuffisant pour expliquer la perte de contraste de nos interféromètres. De plus, cette perte est indépendante du temps de précession libre T , et le désaccord Raman est suffisamment grand pour que le taux d'émission spontanée soit indépendant de l'état hyperfin des atomes.

4.2.3 Chauffage paramétrique

Une autre possibilité de perte de cohérence est liée à une excitation des atomes par exemple par chauffage paramétrique, qui peut leur faire changer d'état externe (niveau vibrationnel transverse ou indice de bande) dans le piège, et éventuellement leur faire quitter le piège mixte.

Considérons d'abord le piégeage transverse dans le laser infrarouge. Si on module l'amplitude des faisceaux du piège à la fréquence double de la fréquence d'oscillation des atomes dans ce piège, on peut exciter les atomes dans des niveaux d'énergie transverse supérieurs (cf [Jáuregui et al., 2001]). Ces atomes ne participent alors plus à l'interféromètre (ils ne peuvent pas revenir dans leur état initial), mais sont tout de même détectés, ce qui entraîne une perte de contraste. Dans notre cas, il est aussi important de réduire les fluctuations de puissance ou de phase des ces lasers à la fréquence de Bloch, car de telles oscillations peuvent aussi entraîner des transitions par effet tunnel de puits en puits. C'est même la manière utilisée dans l'expérience de Florence pour mesurer la fréquence de Bloch (cf [Poli et al., 2011]).

Afin de limiter ce chauffage ou ces transitions entre puits, nous avons asservi la puissance des deux lasers créant le piège mixte. Nous récupérons sur chacun des deux lasers une partie de faisceau, que nous envoyons sur des photodiodes, et comparons la tension de sortie de ces photodiodes à des tensions de consignes délivrées par des cartes analogiques contrôlées par ordinateur. Les fluctuations de puissances de ces lasers sont donc largement réduites ($< 1\%$ sur les temps courts). Par ailleurs, la fréquence du laser Verdi créant le réseau est asservie sur une raie de l'iode moléculaire (fluctuations relatives de fréquence $< 10^{-7}$). La perte de cohérence résultant de ces fluctuations résiduelles est a priori plus faible que lorsque les lasers sont libres. Mais nous avons réalisé des mesures avec les lasers non asservis, et nous n'avons pas observé de différence. Enfin, cette perte de cohérence affecte autant l'interféromètre micro-onde que les interféromètres Ramsey-Raman. Cela ne peut pas expliquer la décroissance du contraste de nos interféromètres.

Il existe peut être d'autres causes entraînant une perte de la cohérence des paquets d'ondes atomiques. Une manière simple d'étudier si une perte d'atomes a lieu pendant le déplacement des atomes est d'appliquer un autre type de séquence d'impulsions : $\pi_{Ram} - T - \pi_{Ram}$. Cette séquence va déplacer la totalité des fonctions d'ondes atomiques de Δm puits, les faire attendre pendant T puis les ramener dans leur puits initial. Si une perte de cohérence intervient pendant que les atomes sont dans l'état excité, alors la probabilité de transition à l'issue de cette séquence sera différente de la probabilité initiale.

4.3 INHOMOGENÉITÉS DE DÉPHASAGE

Une autre explication susceptible d'expliquer que le contraste des interféromètres décroît au cours du temps est que, suivant la position des atomes dans le piège mixte, ils subissent un déphasage légèrement différent. Cette inhomogénéité de déphasage peut provenir soit d'un gradient de force supplémentaire que nous avons négligé jusque là, soit à une différence de fréquence liée à la répartition des atomes dans les niveaux transverses du potentiel de piégeage. La perte de contraste de nos interféromètres se fait sur une échelle de temps inférieure à 1 s. Cela signifie qu'il nous faudrait une inhomogénéité de déphasage traduite en fréquence de l'ordre du Hz pour avoir un brouillage significatif des franges sur cette échelle de temps. Nous allons dans cette partie étudier les différentes sources de déphasage possibles, ainsi que leur impact sur le contraste de l'interféromètre.

4.3.1 Gradients de force parasites

L'inhomogénéité de déphasage peut provenir du fait que la fréquence de Bloch mesurée dépende de la position. En effet, pour réaliser nos mesures, nous utilisons des atomes répartis dans environ 4000 puits selon la verticale : le nuage atomique mesure environ 1 mm de haut, et les puits sont séparés de 266 nm. Lors de nos interféromètres, nous déplaçons tous les atomes de Δm puits, et si nous mesurons une différence de potentiel sur ces Δm puits qui diffère d'un bout à l'autre du nuage, cela mène à une inhomogénéité de déphasages. La mesure que nous réalisons correspond alors à une moyenne de ces différents déphasages.

Une première cause d'un gradient de force pourrait être le gradient du potentiel de pesanteur. Le gradient de pesanteur sur terre est d'environ $300 \mu\text{Gal}/\text{m}$ c'est-à-dire $3 \times 10^{-7} \text{ g}/\text{m}$. Cela donne une variation de la fréquence de Bloch de $3 \times 10^{-10} \nu_B \sim 10^{-8} \text{ Hz}$ sur la taille de notre nuage, ce qui est négligeable.

Dans la partie 3.2 du chapitre 3, nous avons vu que nous ne mesurons pas uniquement la fréquence de Bloch, mais aussi le gradient de potentiel dipolaire des lasers de piégeage. Le gradient de potentiel dipolaire du laser infrarouge de piégeage transverse induit une différence de fréquence vue par les atomes $\Delta\nu_{IR}(P_{IR}, z)$ de 34 mHz pour une puissance de 0,5 W, lorsque le col du faisceau est situé à 1,9 cm de la position du nuage. On peut calculer l'inhomogénéité de $\Delta\nu_{IR}(P_{IR}, z)$ sur la taille du nuage en considérant une distribution gaussienne des atomes selon z $d_{at}(z)$, d'une largeur σ_{nuage} :

$$d_{at}(z) = e^{-\frac{(z-z_{at-IR})^2}{2\sigma_{nuage}^2}} \quad (4.3.1)$$

où z_{at-IR} correspond à la distance entre le nuage et le col du faisceau infrarouge.

L'inhomogénéité de fréquence s'écrit alors :

$$\delta_{\Delta\nu_{IR}}(P_{IR}) = \int_{-\infty}^{\infty} \Delta\nu_{IR}(P_{IR}, z) \times d_{at}(z) dz / Norm(d_{at}) \quad (4.3.2)$$

avec

$$Norm(d_{at}) = \int_{-\infty}^{\infty} d_{at}(z) dz \quad (4.3.3)$$

Pour $z_{at-IR} = 1,9 \text{ cm}$, $\sigma_{nuage} = 0,5 \text{ mm}$, et $P_{IR} = 0,5 \text{ W}$, $\delta_{\Delta\nu_{IR}} = 0,01 \text{ mHz}$.

Cela signifie que l'effet du gradient de force dipolaire d'un bout à l'autre du nuage est négligeable.

Remarque : $\Delta\nu_{IR} = 34 \text{ mHz}$ pour des atomes à environ 2 cm du col du faisceau infrarouge, l'inhomogénéité de ce décalage sur 0,5 mm ne peut pas être de l'ordre des inhomogénéités que nous recherchons, qui sont de l'ordre du Hz.

Il en va de même pour la différence de fréquence liée à la profondeur du réseau. Même

si nous n'arrivons pas à expliquer quantitativement les mesures réalisées dans la partie 3.2.2, la différence de biais entre une profondeur de $3,9 E_R$ et $1,7 E_R$ est de 18 mHz. Une extrapolation linéaire mène à un biais si les atomes voient une profondeur maximale de 32 mHz au maximum, et le gradient de ce biais de fréquence selon la taille du nuage ne peut pas être de l'ordre du Hz.

4.3.2 Niveaux transverses

Les atomes sont piégés transversalement par un laser infrarouge, et ils peuplent à priori différents niveaux d'énergie transverse. Nous allons étudier quels sont les niveaux d'énergie transverse occupés par les atomes, et comment les énergies de ces différents niveaux évoluent en fonction de la position des atomes dans le piège mixte et de leur distance au col du faisceau infrarouge.

On peut écrire le potentiel de piégeage total des atomes U_{total} comme la somme du potentiel lié à l'infrarouge et de celui du réseau :

$$U_{total}(r, z, P_{IR}, P_{Verdi}) = U_{reseau}(r, z, P_{Verdi}) + U_{IR}(r, z - z_{at-IR}, P_{IR}) \quad (4.3.4)$$

où U_{reseau} est définie par l'équation 3.2.15, z_{at-IR} est la distance entre les atomes et le col du faisceau infrarouge, et U_{IR} est donné par l'équation 3.2.5.

Pour la suite des calculs, on considère que les atomes ne se sont pas déplacés dans le

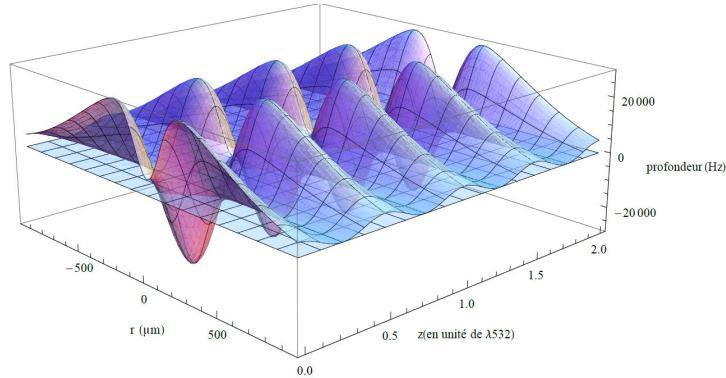


Figure 4.10 : Potentiel total de piégeage des atomes représenté en 3 dimension. La profondeur est exprimée en Hz. Paramètres : $w_{Verdi} = 1$ mm, $P_{Verdi} = 7,36$ W, $w_{IR} = 175$ μ m et $P_{IR} = 0,5$ W, et à 1,9 cm du col du laser infrarouge.

faisceau infrarouge lorsque nous avons changé la taille du col du réseau. On choisit donc $z_{at-IR} = 1,9$ cm, et on choisit le rayon à $1/e^2$ du laser infrarouge $w_{IR} = 175$ μ m. On considère que le col du laser créant le réseau a un rayon à $1/e^2$ égal à 950 μ m à $3,9 E_R$ et égal à 1,45 mm à $1,7 E_R$ (à cause d'une différence d'effets thermiques). Sa longueur de Rayleigh est de l'ordre de plusieurs mètres, et on peut considérer les atomes comme étant

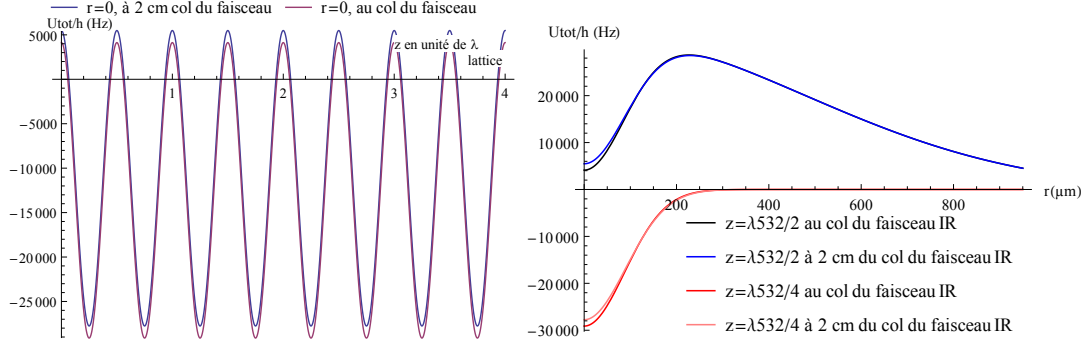


Figure 4.11 : Potentiel total de piégeage des atomes représenté à gauche en fonction de z au maximum de profondeur $r = 0$ et à droite en fonction de r , au maxima de potentiel ($\lambda/4$) et au minima ($\lambda/2$) à la position du col du faisceau infrarouge, et à 2 cm du col. La profondeur est exprimée en Hz. Paramètres : $w_{Verdi} = 1$ mm, $P_{Verdi} = 7,36$ W, $w_{IR} = 175$ μ m et $P_{IR} = 0,5$ W.

situés au col de ce faisceau. On choisit $P_{IR} = 0,5$ W et $P_{Verdi} = 7,3$ W. Le potentiel total est tracé en fonction de r et de z sur les Figures 4.10 et 4.11.

Les atomes sont confinés aux minima de potentiel, on se place à des positions verticales z multiples de $\lambda_{Verdi}/4 + n \times \lambda_{Verdi}/2$, c'est-à-dire là où potentiel du Verdi est nul. L'évolution du potentiel en ces valeurs de z dépend uniquement des paramètres du laser infrarouge de piégeage transverse, ce que l'on voit sur la Figure 4.11 droite, on peut réécrire le potentiel :

$$U_{tot}(r, z) = \frac{-U_0}{(1 + z^2/z_{R, IR}^2)} e^{\left(\frac{-2r^2}{w_{IR}^2(z)}\right)} \quad (4.3.5)$$

avec $U_0 = -U_{IR}(0, \lambda_{Verdi}/4, P_{IR})$. Pour une puissance du laser infrarouge de 0,5 W, la profondeur maximale du réseau U_0/k_B est égale à 1,5 μ K ou exprimée en fréquence $U_0/h \sim 31$ kHz.

4.3.2.1 Approximation harmonique

On peut dans un premier temps se placer dans l'approximation harmonique : Le potentiel U_{total} s'écrit alors U_{harm} :

$$U_{harm}(r, z) = U_0 \left(-1 + \frac{2r^2}{w_{IR}^2(z)} + \frac{z^2}{z_{R, IR}^2} \right) \quad (4.3.6)$$

Les énergies du potentiel harmonique sont bien connues et peuvent s'écrire :

$$\hbar \omega_n(z) = \hbar \omega_{transv}(z) \left(n + \frac{1}{2} \right) \quad (4.3.7)$$

où $\omega_{transv}(z)$ est la pulsation de piégeage transverse :

$$\omega_{transv}(z) = \sqrt{\frac{-4 \times U_{harm}(0, z)}{m_{Rb} w_{IR}^2(z)}} \quad (4.3.8)$$

Pour nos paramètres, $\omega_{transv} = \omega_{transv}(z = z_{at-IR}) = 2\pi \times 21,24$ Hz pour $z_{at-IR} = 1,9$ cm.

Nous allons estimer combien de niveaux d'énergie transverse sont peuplés. Dans une première approximation, on peut considérer que les atomes peuplent ces niveaux d'énergie selon une distribution thermique. La température du nuage atomique T_{at} est d'environ $2 \mu\text{K}$ en fin de mélasse. La profondeur du réseau n'est que de $1,5 \mu\text{K}$, mais nous avons très peu d'atomes par puits, et nous allons considérer qu'ils ne thermalisent pas. Pour les calculs nous allons considérer qu'ils peuplent les niveaux transverse selon une distribution de Maxwell Boltzmann tronquée à $T_{at} = 2 \mu\text{K}$ $d_{therm}(E)$:

$$d_{therm}(E, z) = e^{\frac{E - U_{harm}(0, z)}{k_B T_{at}}} \text{ pour } U_{harm}(0, z) < E < 0 \quad (4.3.9)$$

Le nombre maximal de niveaux transverse peuplés N_{max} est donné par :

$$N_{max} = \frac{U_0}{\hbar \omega_{transv}} \sim 1943 \quad (4.3.10)$$

On va s'intéresser à la différence d'énergie transverse vue par les atomes lorsqu'ils sont déplacés de Δm puits. On va considérer que les états propres ne changent pas, malgré que les énergies propres transverse dépendent de la position selon z , et on considère aussi que l'on ne couple pas deux états transverse de n différents. On écrit la différence de pulsation transverse lors des interféromètres $\Delta\omega_{transv}(z)$:

$$\Delta\omega_{transv}(z, \Delta m) = \omega_{transv}(z + \Delta m \lambda_{Verdi}/2) - \omega_{transv}(z) \quad (4.3.11)$$

Tous les atomes étant répartis dans les niveaux d'énergie transverse, on écrit la différence d'énergie transverse moyenne vue par les atomes :

$$\begin{aligned} \Delta E_{transv}(z, \Delta m) = & \sum_{n=0}^{N_{max}} d_{therm} \left(U_{harm}(0, z) + \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_{transv}(z) \right) \times \\ & \left[U_{harm}(0, z) - U_{harm}(0, z + \Delta m \lambda_{Verdi}/2) + \hbar \left(n + \frac{1}{2} \right) \Delta\omega_{transv}(z, \Delta m) \right] / Norm \end{aligned} \quad (4.3.12)$$

où $Norm = \sum_{n=0}^{N_{max}} d_{therm} \left(U_{harm}(0, z) + \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_{transv}(z) \right)$.

Ce qui nous intéresse est la différence de fréquence liée à cette différence d'énergie :

$$\Delta\nu_{t \text{ moy}}(z, \Delta m) = \Delta E_{transv}(z, \Delta m)/h \quad (4.3.13)$$

Si on considère que les atomes se situent au col du faisceau de piégeage transverse et une séparation $\Delta m = 3$ alors $\Delta\nu_{t\ moy}(0, 3) = 2 \times 10^{-3}$ mHz. Si on considère maintenant que les atomes sont à $z_{at-IR} = 1,9$ cm du col du faisceau infrarouge, alors $\Delta\nu_{t\ moy}(z_{at-IR}, 3) = 162$ mHz.

Ce n'est pas tant la valeur moyenne de ces différences de fréquences qui nous intéresse que la dispersion de ces différences. La différence de fréquence maximale est obtenue pour les atomes au fond du puits et vaut ~ 225 mHz. La dispersion des différences de fréquence est forcément plus faible, et ce ne semble pas suffisant pour créer un taux d'amortissement du contraste de l'ordre de 1 s^{-1} .

Se placer dans le cas de l'approximation harmonique n'est pas justifiée ici car la température initiale de nos atomes est supérieure à la profondeur du potentiel, ce qui signifie que les atomes ne sont pas confinés au fond de ce potentiel mais occupent tout le volume du piège. On peut observer sur la Figure 4.12 l'évolution du potentiel harmonique et du potentiel total en fonction de la position transverse des atomes r . On remarque que pour r supérieur à $0,4 w_{IR}$, la forme du potentiel réel diffère beaucoup du potentiel harmonique, de même que la différence de potentiel entre deux positions séparées de 3 puits du réseau. Nous allons dans la suite tâcher de calculer la différence d'énergie moyenne et la dispersion de cette différence dans le cas du potentiel réel.

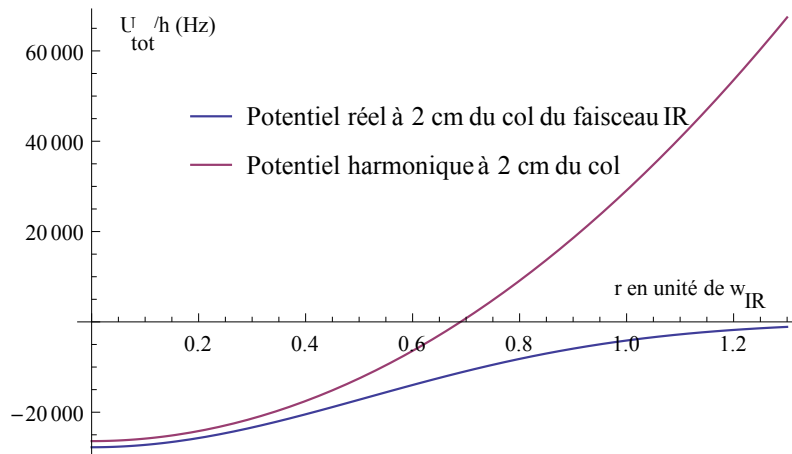


Figure 4.12 : Comparaison du potentiel total U_{total}/h et du potentiel harmonique U_{harm}/h calculés en fréquence tous deux pour $z_{at-IR} = 2$ cm. Paramètres : $P_{IR} = 0,5$ W, $P_{Verdi} = 7,36$ W.

Remarque 1 : Un point que nous n'avons pas abordé est l'évolution du contraste en fonction de la puissance du laser infrarouge. Lors de l'étude de sensibilité court terme et de l'étude du contraste des interféromètres nous avons utilisé une puissance de laser infrarouge relativement basse par rapport à celles utilisées pour l'étude de la fréquence de Bloch en

fonction de P_{IR} (cf Figure 3.22). Nous avons en effet remarqué que plus P_{IR} augmentait, plus le contraste décroissait, ce que l'on observe sur la Figure 4.13. Le contraste décroît de façon exponentielle : $C = C_0 \times e^{-\frac{P_{IR}}{P_0}}$ avec $C_0 = 59,7 \%$ et $P_0 = 0,45 \text{ W}$. Cela semble indiquer que le potentiel transverse joue un rôle important dans la perte de contraste. Lorsque la puissance infrarouge est plus grande, la profondeur U_0 est plus grande, ce qui signifie que plus de niveaux transverses sont remplis, et que $\Delta\omega_{t \text{ moy}}(z)$ augmente ainsi que sa dispersion.

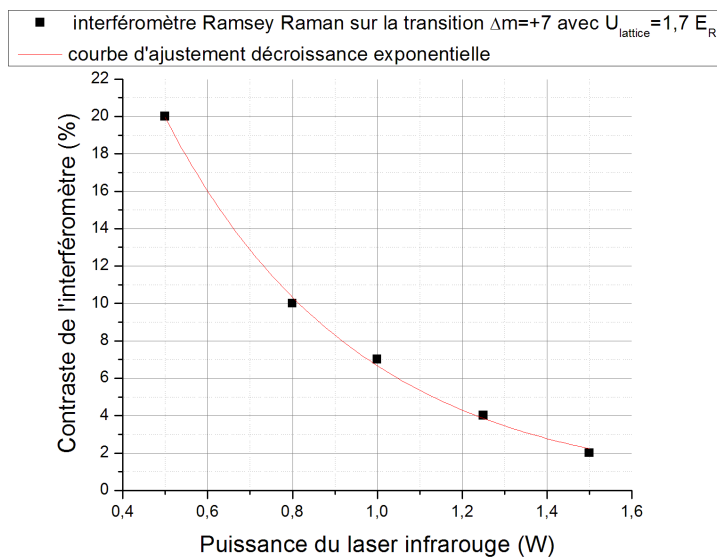


Figure 4.13 : Évolution du contraste de l'interféromètre Ramsey-Raman en fonction de la puissance du laser infrarouge de piégeage transverse P_{IR} . Paramètres : $T_{Ramsey} = 900 \text{ ms}$, $\Delta m = \pm 7$, $U_{reseau} = 1,6 E_R$. La puissance du laser CDL n'a pas été réajustée de façon à compenser le déplacement lumineux du laser infrarouge, mais nous avons utilisé un interféromètre symétrique présenté dans la partie 3.3.1 insensible aux fluctuations de déplacement lumineux.

Remarque 2 : Nous ne nous intéressons pas aux couplages entre les niveaux vibrationnels transverses de n différents. En effet, dans l'approximation harmonique, ces niveaux sont orthogonaux entre eux. L'approximation harmonique n'étant pas réalisée, il peut en fait exister un terme de couplage. Nous avons observé de tels couplages lorsque l'alignement des faisceaux Raman par rapport au réseau n'était pas parfait : lors d'une spectroscopie Raman fine, on voit apparaître deux pics de part et d'autre du pic Raman (cf Figure 4.14). Nous nous servons de cette spectroscopie pour aligner finement nos faisceaux Raman afin de faire disparaître ces couplages.

Remarque 3 : Considérer que la répartition des atomes suivant les niveaux transverses

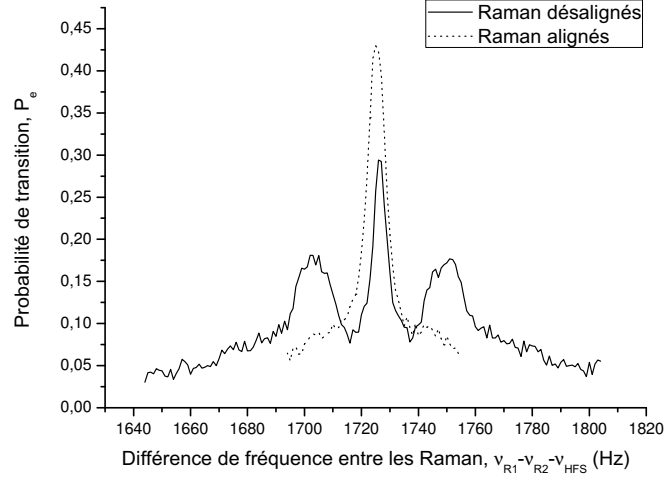


Figure 4.14 : Probabilité de transition P_e lors d’une transition Raman en fonction de la fréquence Raman ν_{Ram} , centrée sur $\nu_{HFS} + 3\nu_B$, en fonction de l’alignement des faisceaux Raman. Lorsque ceux-ci sont désalignés, on observe une diminution de la probabilité de transition, et l’apparition de deux pics décalés de ν_{trans} . Tiré de [Pelle, 2013].

suit l’équation 4.3.9 est un peu abusif, car en fin de mélasse, les atomes ont une température de $2 \mu\text{K}$, et le piège infrarouge n’ayant une profondeur que de $1,5 \mu\text{K}$, nous avons considéré une distribution de Boltzmann avec une température de $2 \mu\text{K}$ tronquée à $1,5 \mu\text{K}$: nous négligeons l’énergie potentielle apportée par la piège. Nous ne connaissons pas réellement la distribution des atomes dans ces niveaux. Toutefois, cette distribution thermique permet de donner un ordre de grandeur de $\Delta\nu_{t \text{ moy}}(z, \Delta m)$.

4.3.2.2 Potentiel gaussien

Le calcul considérant un potentiel transverse harmonique montre que les atomes, lors des interféromètres voient une différence de fréquence transverse moyenne de 225 mHz pour une séparation de 3 puits, ce qui représente la meilleure piste pour comprendre nos inhomogénéités de contraste. Il nous faudrait donc pouvoir calculer les niveaux d’énergie transverses dans le cas où nous considérons un potentiel gaussien. Cela signifie qu’il faut résoudre l’équation de Schrödinger suivante :

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial r^2} + U_{tot}(r, z) \Psi = E \Psi \quad (4.3.14)$$

Une possibilité pour calculer les énergies et les vecteurs propres est de discrétiser l’équation de Schrödinger dans le domaine temporel [Nandi, 2010]. Cette méthode utilise une discrétisation des fonctions d’ondes selon r en N segments. Les fonctions d’ondes de niveau

d'énergie E_k ont k zéros. Pour pouvoir bien discrétiser les fonctions propres, il faut choisir N beaucoup plus grand que le nombre de niveaux d'énergie existants. Si on considère que le nombre de niveaux est le même que pour le cas harmonique (1960), on doit choisir $N > 10000$, ce qui mène à des calculs très lourds.

Une autre approche consiste à utiliser une approche semi-classique. Plutôt que de calculer tous les niveaux d'énergie, on calcule une densité d'états. On peut aussi exprimer le nombre d'états piégés en fonction de l'énergie.

Pour calculer la densité d'état, je me suis référée à la formule fournie dans [Berry & Mount, 1972] et [Cvitanović et al., 2012], donnant la densité d'état $g(E)$ en fonction de la dimension n d'intégration :

$$g(E) = \left(\frac{m_{Rb}}{2\pi \hbar^2} \right)^{n/2} \int_{U_{tot}(r) < E} \frac{(E - U_{tot}(r))^{n/2-1}}{\Gamma(n/2)} dr^n \quad (4.3.15)$$

où $\Gamma(x)$ est la fonction Gamma de Riemann. On peut en déduire le nombre maximal d'états d'énergie inférieure à E en fonction de la profondeur $N(E)$:

$$N(E) = \frac{1}{h^n} \frac{\pi^{n/2}}{\Gamma(1 + n/2)} \int_{U_{tot}(r) < E} (2m_{Rb}(E - U_{tot}(r)))^{n/2} dr^n \quad (4.3.16)$$

$g(E)$ et $N(E)$ sont reliés par la relation :

$$N(E) = \int_{-U_0(z)}^E g(\epsilon) d\epsilon \quad (4.3.17)$$

Dans notre cas, $n = 2$, $\Gamma(1) = 1, \Gamma(2) = 1$ et on peut exprimer la densité d'états $g(E)$:

$$g(E) = \frac{m_{Rb}}{2\pi \hbar^2} \int \int_{U_{tot}(r) < E} dr^2 = \frac{m_{Rb}}{\hbar^2} \int_{U_{tot}(r) < E} r dr \quad (4.3.18)$$

La condition $U_{tot}(r) < E$ s'écrit :

$$r < \sqrt{\frac{-w_{IR}(z)^2}{2} \ln \left(\frac{-E}{U_0(z)} \right)} \quad (4.3.19)$$

où $U_0(z) = -U_{total}(0, z, P_{IR}, P_{Verdi})$ et E varie entre $-U_0(z)$ et 0.

$$g(E, z) = \frac{-w_{IR}(z)^2}{4} \frac{m}{\hbar^2} \ln \left(\frac{-E}{U_0(z)} \right) \quad (4.3.20)$$

La densité d'état en fonction de l'énergie $g(E)$ est représentée sur la Figure 4.15 gauche. De même, on calcule le nombre d'état d'énergies possibles en fonction de l'énergie. Ce n'est plus une variable discrète, mais continue, $N(E)$ est représenté sur la Figure 4.15 droite.

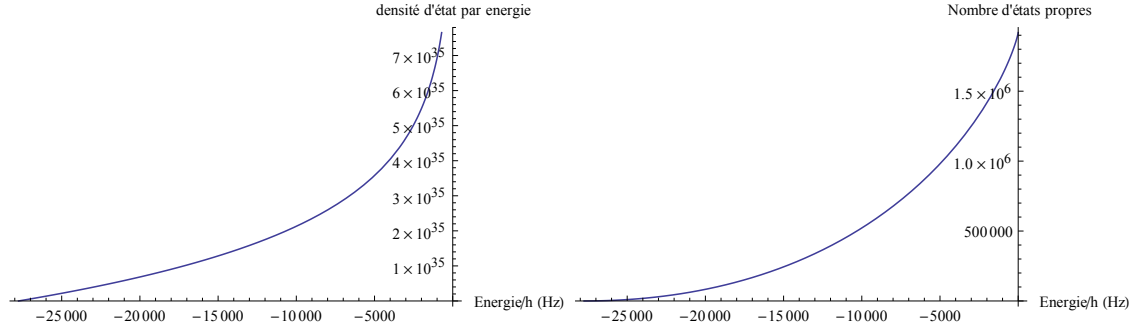


Figure 4.15 : A gauche, densité d'état calculée en deux dimensions en fonction de l'énergie exprimée en Hz. A droite, nombre d'états d'énergie inférieure à E en fonction de l'énergie exprimée en Hz. Calcul réalisé pour $P_{IR} = 0,5$ W et $w_{IR} = 175$ μm et les atomes à $z = 1,9$ cm du col du laser infrarouge.

On remarque que le nombre d'états possibles est beaucoup plus grand que dans le cas de l'approximation harmonique, car $N(0) \sim 2.10^6$ pour $P_{IR} = 0,5$ W.

$$N(E, z) = \frac{m_{Rb} w_{IR}^2(z)}{4\hbar^2} \left(E + U_0 - E \ln \left(\frac{-E}{U_0(z)} \right) \right) \quad (4.3.21)$$

Ce qui va nous intéresser est de calculer l'énergie moyenne de ces états transverses, la différence moyenne d'énergie transverse pour deux positions z différentes, ainsi que la dispersion de cette différence d'énergie. Nous avons besoin de calculer la fonction de partition, qui est le produit de la densité d'état $g(E)$ par la probabilité d'occupation de ces états, donnée par une distribution de Boltzmann tronquée $d_{therm'}(E, z)$:

$$d_{therm'}(E, z) = e^{\frac{-E+U_0(z)}{k_B T_{at}}} \text{ pour } -U_0(z) < E < 0 \quad (4.3.22)$$

On définit la fonction de partition $f(E, z)$ comme :

$$f(E, z) = g(E, z) d_{therm'}(E, z) \quad (4.3.23)$$

L'énergie moyenne des atomes dans les niveaux transverses du laser infrarouge s'écrit :

$$\bar{E}(z) = \int_{-U_0(z)}^0 E f(E, z) dE / \int_{-U_0(z)}^0 f(E) dE \quad (4.3.24)$$

Nous allons transformer les intégrales sur E en intégrales sur les différents niveaux d'énergie N . En effet, afin de pouvoir quantifier la répartition d'énergie dans les différents niveaux transverses, il nous faut connaître la différence d'énergie pour des atomes dans un même niveau transverse. Cela revient à inverser la fonction $N(E, z)$ donnée équation 4.3.21. J'ai inversé cette fonction à l'aide de Mathematica, et obtenu la fonction $E(N, z)$, tracé Figure

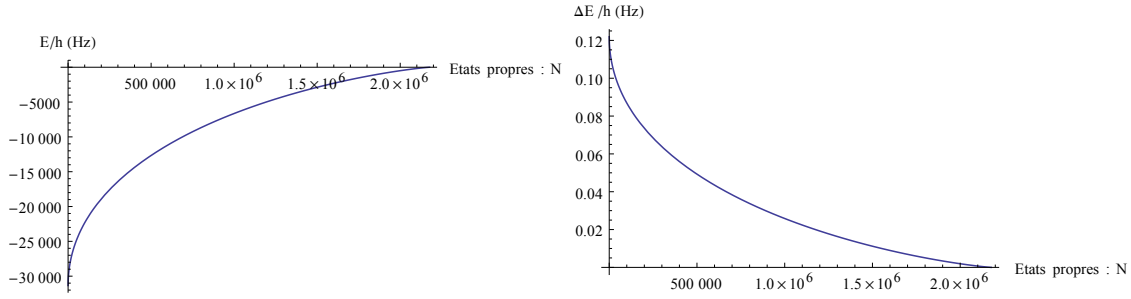


Figure 4.16 : A gauche, énergie transverse $E(N, z)$ exprimée en Hz en fonction du nombre d'états N d'énergie inférieure à E . A droite, différence d'énergie transverse $E(N, z) - E(N, z + \Delta m \lambda_{Verdi}/2)$ exprimée en Hz en fonction du nombre d'états transverses existants N . Calcul réalisé pour $P_{IR} = 0,5$ W et $w_{IR} = 175$ μm et les atomes à $z = 1,9$ cm du col du laser infrarouge et $\Delta m = 3$.

4.16 gauche.

En utilisant le fait que $g(E) = \frac{dN}{dE}$, l'équation 4.3.24 se transforme en :

$$\bar{E}(z) = \int_0^{N_{max}} E(N, z) d_{therm'}(E(N, z)) dN / norm \quad (4.3.25)$$

où $norm = \int_0^{N_{max}} d_{therm'}(E(N, z)) dN$.

Pour une puissance du laser infrarouge de 0,5 W, et un rayon à $1/e^2$ de 175 μm , à 1,9 cm du col du faisceau, $\bar{E} \sim h \times -9,2$ kHz (comparé à une profondeur totale de -31,4 kHz).

On peut de même calculer l'écart type de la répartition en énergie σE :

$$\sigma^2 E = \int_0^{N_{max}} (E(N, z) - \bar{E})^2 d_{therm'}(E(N, z)) dN / norm \quad (4.3.26)$$

Dans les mêmes conditions que précédemment, on trouve $\sigma E \sim h \times 11,7$ kHz. Comme attendu, la dispersion de la répartition en énergie est grande ($\sigma E \sim U_0/3$).

Ce qui nous intéresse ici, plus que la répartition des énergies dans les puits, est la variation de cette répartition lorsque les atomes sont déplacés de puits en puits. On peut calculer la différence d'énergie moyenne $\overline{\Delta E}(z, \Delta m)$ entre deux puits espacés de $\Delta m \times \lambda_{Verdi}/2$:

$$\overline{\Delta E}(z, \Delta m) = \int_0^{N_{max}} \Delta E(N, z, \Delta m) d_{therm'}(E(N, z)) dN / norm \quad (4.3.27)$$

où on a posé :

$$\Delta E(N, z, \Delta m) = E(N, z) - E(N, z + \Delta m \lambda_{Verdi}/2) \quad (4.3.28)$$

Dans les mêmes conditions que précédemment, et pour $\Delta m = 3$, on trouve $\overline{\Delta E} \sim h \times 32,6$ mHz.

On peut calculer la dispersion de cette différence de fréquence $\sigma_{\Delta E}$.

$$\sigma_{\Delta E}^2(z, \Delta m) = \int_0^{N_{max}} (\Delta E(N, z, \Delta m) - \overline{\Delta E}(z, \Delta m))^2 d_{therm'}(E(N, z)) dN / norm \quad (4.3.29)$$

pour $\Delta m = 3$, on trouve $\sigma_{\Delta E} \sim h \times 26,7$ mHz.

On s'intéresse à $\Delta E(N, z, \Delta m)$, qui est tracée Figure 4.16 droite. La différence d'énergie maximale est atteinte pour les atomes au fond du puits, et vaut 112 mHz pour $z = 1,9$ cm, $\Delta m = 3$ et $w_{IR} = 175 \mu m$. $\overline{\Delta E}$ et $\sigma_{\Delta E}$ sont plus faibles que ceux calculés dans le cas d'un potentiel harmonique. Cela qui se comprend car la différence d'énergie entre deux niveaux consécutifs n'est plus constante, mais décroissante en fonction de N .

Nous avons observé expérimentalement une perte de contraste évoluant en exponentielle décroissante en fonction du temps. Il est intéressant d'étudier l'impact des inhomogénéités de différence d'énergies transverses sur le contraste de nos interféromètres.

Nous allons négliger la perte de couplage due au fait que les transitions Raman ne peuvent pas être à résonance avec les atomes se situant dans tous les niveaux transverses, et juste considérer une dispersion des déphasages pendant le temps d'évolution libre. Cette approximation est justifiée par le fait que nous utilisons lors de nos interféromètres des impulsions Raman courtes (10 ms pour une impulsion $\pi/2$), et donc larges dans le domaine fréquentiel.

Dans le cas idéal, pour une différence d'énergie $\Delta\epsilon$, l'évolution de la probabilité de transition en fonction du temps d'évolution libre T_{Ramsey} s'écrit :

$$P(\Delta\epsilon, T_{Ramsey}) = \frac{1}{2} \left(1 + \cos \left(\frac{\Delta\epsilon \times T_{Ramsey}}{\hbar} \right) \right) \quad (4.3.30)$$

Dans le cas de nos interféromètres, on balaye $\Delta\epsilon$ autour de la valeur $\Delta\epsilon_0 = h(\nu_{HFS} + \Delta m \times \nu_B)$.

Dans notre cas nous avons une dispersion d'énergie autour de $\Delta\epsilon_0$ en fonction du niveau transverse N où se trouvent les atomes : $\Delta E(N, z, \Delta m)$. La probabilité de transition de l'interféromètre se calcule en moyennant sur la distribution de déphasages :

$$P(\Delta\epsilon, T_{Ramsey}) = \frac{\int_0^{N_{tot}} \frac{1}{2} \left(1 + \cos \left(\frac{(\Delta\epsilon - \Delta E(N, z, \Delta m)) T_{Ramsey}}{\hbar} \right) \right) d_{therm'}(E(N, z), z) dN}{norm} \quad (4.3.31)$$

Balayer $\Delta\epsilon$ autour de $\Delta\epsilon_0$ permet d'observer les franges de l'interféromètre pour un temps d'évolution libre fixé T_{Ramsey} et d'en mesurer le contraste. On peut ensuite tracer l'évolution de ce contraste calculé en fonction de T_{Ramsey} , ce qu'on observe Figure 4.17. Nous ajustons au contraste calculé une courbe en exponentielle décroissante $C(T_{Ramsey}) = C_0 e^{-\gamma T_{Ramsey}} + C_\infty$ avec un taux de décroissance $\gamma = 0,158 \text{ s}^{-1}$, $C_0 = 100 \%$ et $C_\infty = 13\%$, ce qui est cohérent avec la différence d'énergie maximale calculée, mais ce n'est toujours pas assez pour expliquer la perte de contraste réelle.

Remarque : La décroissance n'est pas très exponentielle, car un contraste à l'infini non nul ne correspond pas au calcul, comme nous le verrons dans le paragraphe suivant.

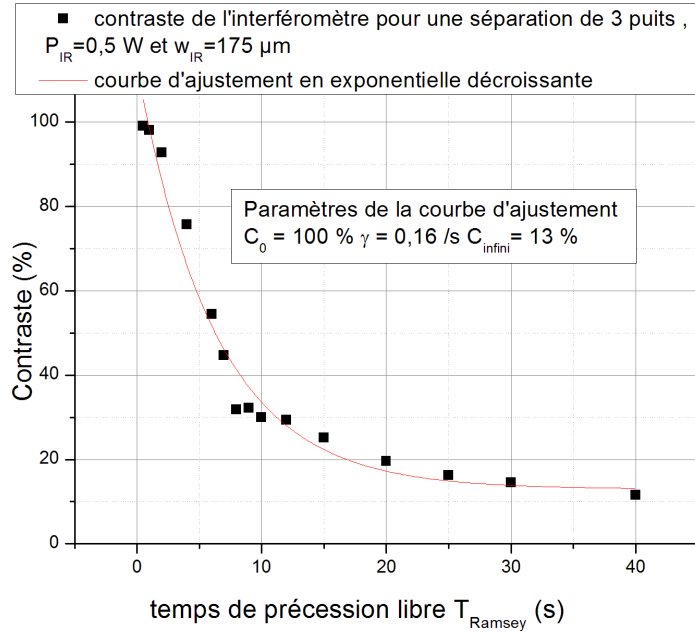


Figure 4.17 : Calcul du contraste de l'interféromètre en fonction du temps de précession libre T_{Ramsey} et courbe d'ajustement en exponentielle décroissante. Calcul réalisé pour $P_{IR} = 0,5$ W et $w_{IR} = 175$ μ m, les atomes à $z = 1,9$ cm du col du laser infrarouge et $\Delta m = 3$.

4.3.2.3 Déplacement lumineux différentiel

Le calcul de $\overline{\Delta E}(z, \Delta m)$ correspond à l'effet de la force dipolaire moyenne sur la mesure de fréquence réalisée. Pour une mesure de $3 \times \nu_B$ avec des atomes à 1,9 cm du col du laser infrarouge et 0,5W on trouve $\overline{\Delta E} = 32,7$ mHz, ce qui correspond à un décalage de la fréquence de Bloch de 10,9 mHz. Or dans le chapitre 3, nous avons mesuré un décalage de la fréquence de Bloch de 30 mHz environ pour une puissance de 0,5 W du laser infrarouge (cf Figure 3.22). Nous avons déterminé que les atomes étaient placés à 1,9 cm du col du faisceau infrarouge, mais cette détermination avait été faite en considérant que les atomes étaient tous au fond du potentiel, ce qui n'est pas le cas. On peut réétudier l'effet de la force dipolaire sur la fréquence de Bloch en considérant maintenant la distribution des atomes dans les différents niveaux transverses. Le décalage réel en fonction de la distance col-atomes est tracé Figure 4.18. L'effet de la force ne peut jamais être égal à l'effet mesuré, il est au plus égal à 16 mHz pour des atomes à 5 cm du col. L'effet de la force est en effet très grand quand les atomes sont à une distance inférieure à la longueur de Rayleigh, mais diminue ensuite, car la puissance vue par les atomes diminue fortement. Pour obtenir un décalage de l'ordre de 30 mHz, il faut considérer un rayon à $1/e^2$ du faisceau infrarouge

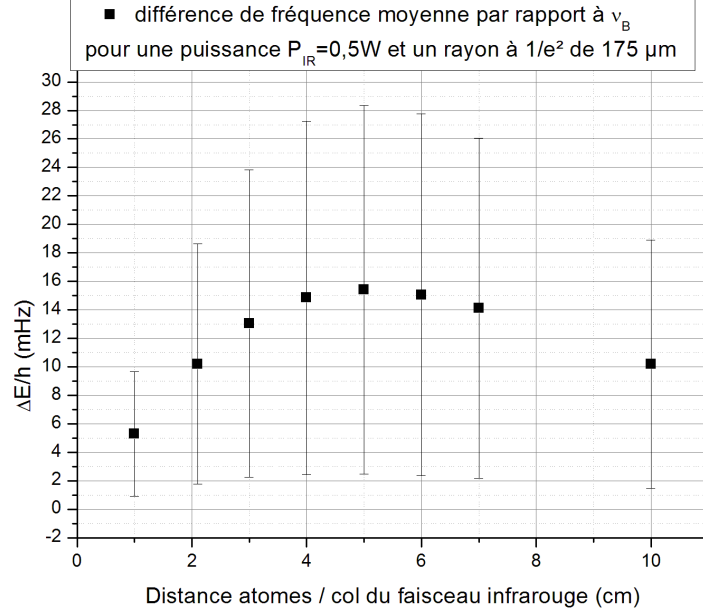


Figure 4.18 : Effet moyen de la force dipolaire sur la fréquence de Bloch $\overline{\Delta E}(z, \Delta m)/\Delta m$. Les barres d'erreur correspondent à $\sigma_{\Delta E}/\Delta m$ afin de représenter la dispersion de ΔE . Calculs réalisés pour $P_{IR} = 0,5$ W et $w_{IR} = 175$ μm et $\Delta m = 3$.

plus faible.

Un autre paramètre nous permet de caractériser la valeur du col du faisceau laser infrarouge : le déplacement lumineux différentiel créé par ce faisceau. Ce déplacement lumineux différentiel est compensé par le faisceau CDL, comme nous l'avons vu dans le chapitre 2 (cf Figure 2.15). Pour une puissance P_{IR} de 1,2 W, ce déplacement lumineux différentiel vaut -3,95 Hz. Ce déplacement lumineux différentiel (DLD_{IR}) correspond à l'effet différentiel de la force dipolaire sur les deux niveaux hyperfins du ^{87}Rb :

$$DLD_{IR}(P_{IR}, w_{IR}, r, z) = \frac{U_{IR F=2}(P_{IR}, w_{IR}, r, z) - U_{IR F=1}(P_{IR}, w_{IR}, r, z)}{h} \quad (4.3.32)$$

où $U_{IR F=2}(P_{IR}, w_{IR}, r, z)$ est le potentiel du laser infrarouge vu par les atomes dans $|F = 2\rangle$, qui correspond au potentiel utilisé pour réaliser les calculs précédents et donnée par 3.2.5. Pour calculer $U_{IR F=1}(P_{IR}, w_{IR}, r, z)$ il suffit de transformer les désaccords par

rapport à $|F = 2\rangle$ en désaccord par rapport à $|F = 1\rangle$:

$$U_{IR F1}(r, z, P_{IR}) = \frac{4 \hbar \Omega_{780}(r, z, P_{IR})}{6 \Delta_{780} + \omega_{HFS}} - \frac{4 \hbar \Omega_{780}(r, z, P_{IR})}{6 \Delta_{780 NR} - \omega_{HFS}} + \frac{4 \hbar \Omega_{795}(r, z, P_{IR})}{12 \Delta_{795} + \omega_{HFS}} \\ - \frac{4 \hbar \Omega_{795}(r, z, P_{IR})}{12 \Delta_{795 NR} - \omega_{HFS}} + \frac{4 \hbar \Omega_{420}(r, z, P_{IR})}{6 \Delta_{420} + \omega_{HFS}} - \frac{4 \hbar \Omega_{420}(r, z, P_{IR})}{6 \Delta_{420 NR} - \omega_{HFS}} \\ + \frac{4 \hbar \Omega_{421}(r, z, P_{IR})}{12 \Delta_{421} + \omega_{HFS}} - \frac{4 \hbar \Omega_{421}(r, z, P_{IR})}{6 \Delta_{421 NR} - \omega_{HFS}}$$

Pour calculer le déplacement lumineux différentiel moyen $\overline{DLD}_{IR}(P_{IR}, w_{IR}, z)$, on procède comme pour le calcul de $\overline{\Delta E}(z, \Delta m)$. On calcule $N(U_{IR F2}(P_{IR}, w_{IR}, r, z), z)$ et $N(U_{IR F1}(P_{IR}, w_{IR}, r, z), z)$, on en déduit les fonctions réciproques $U_{IR F2}(N, P_{IR}, w_{IR}, z)$ et $U_{IR F1}(N, P_{IR}, w_{IR}, z)$ puis on intègre sur tous les niveaux N possibles :

$$\overline{DLD}_{IR}(P_{IR}, w_{IR}, z) = \int_0^{N_{max}} \frac{U_{IR F2}(N, P_{IR}, w_{IR}, z) - U_{IR F1}(N, P_{IR}, w_{IR}, z)}{h \text{ norm}} dN \quad (4.3.33)$$

La valeur de N_{max} dépend du potentiel, et est recalculée à chaque fois.

Pour $P_{IR} = 1,2$ W, $z = 1,9$ cm et $w_{IR} = 175 \mu\text{m}$, $DLD_{IR} = -2,7$ Hz. Pour retrouver un déplacement lumineux différentiel de $-3,95$ Hz, il faut un rayon à $1/e^2$ au col du laser infrarouge $w_{IR} = 145 \mu\text{m}$ et $z = 2$ cm.

On peut alors, pour cette nouvelle valeur de la taille du faisceau, recalculer $\overline{\Delta E}(z, \Delta m)$ et $\sigma_{\Delta E}(z, \Delta m)$ pour une séparation $\Delta m = 3$ et $P_{IR} = 0,5$ W en fonction de z , ce qu'on peut observer Figure 4.19. Pour cette taille de faisceau, on peut créer un biais sur la fréquence de Bloch d'environ 30 mHz. Pour des atomes à 2 cm du col du faisceau infrarouge $\overline{\Delta E}(2\text{cm}, \Delta m = 3) = 100,2$ mHz, soit un biais sur ν_B de 33,4 mHz ce qui correspond à notre mesure expérimentale en tenant compte de l'incertitude liée à la répétition de la mesure (cf Figure 3.22).

Nos mesures semblent donc correspondre à un rayon à $1/e^2$ du laser infrarouge au col $w_{IR} = 145 \mu\text{m}$ et à une distance atomes-col de 2 cm. Pour ces paramètres, $\overline{\Delta E} = 100,2$ mHz et $\sigma_{\Delta E} = 79,8$ mHz. On peut recalculer l'évolution du contraste en fonction du temps de précession libre, tracé sur la Figure 4.20. Nous ajustons à nouveau au contraste calculé une courbe en exponentielle décroissante $C(T_{Ramsey}) = C_0 e^{-\gamma T_{Ramsey}} + C_\infty$. Le taux de décroissance de $0,405 \text{ s}^{-1}$, $C_0 = 100 \%$ et $C_\infty = 12 \%$, ce qui n'est plus qu'environ 2 fois plus faible que les valeurs mesurées : $0,7 \text{ s}^{-1}$ pour $\Delta m = 3$ à grande profondeur !

L'ajustement par une courbe en exponentielle décroissante n'est cependant pas parfait, car nous devons ajouter un contraste à l'infini C_∞ qui ne correspond pas à la réalité. En effet, lorsqu'on calcule le contraste pour un temps de précession libre T_{Ramsey} très long, le contraste tend vers 0. On observe sur la Figure 4.21 l'évolution du contraste en fonction du temps tracée en échelle log/log. La perte de contraste semble suivre une loi de puissance, avec un coefficient $3/4$. L'ajustement avec une courbe en exponentielle décroissante nous permet toutefois de comparer ces calculs avec nos mesures expérimentales.

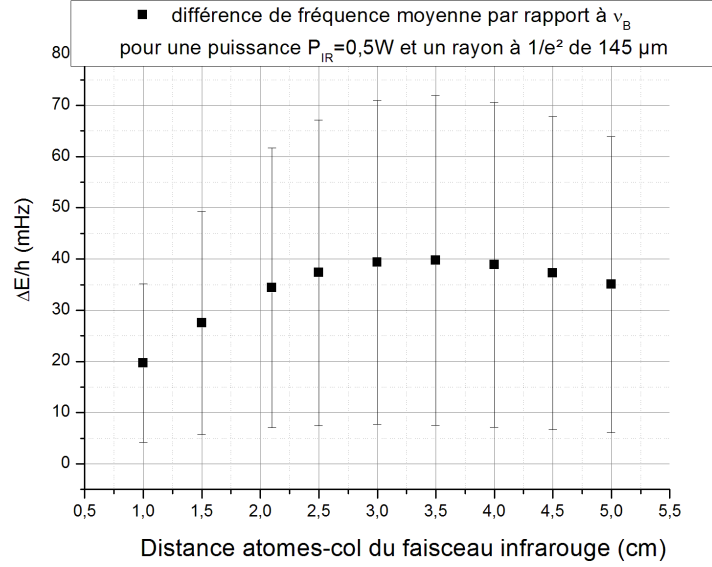


Figure 4.19 : Effet moyen de la force dipolaire sur la fréquence de Bloch $\overline{\Delta E}(z, \Delta m)/\Delta m$. Les barres d'erreur correspondent à $\sigma_{\Delta E}/\Delta m$ afin de représenter la dispersion de ΔE . Calculs réalisés pour $P_{IR} = 0,5$ W et $w_{IR} = 145$ μm et $\Delta m = 3$.

4.3.2.4 Effet de la puissance du laser infrarouge

Nous avons vu Figure 4.13 que le contraste de l'interféromètre à T_{Ramsey} fixé décroît de manière exponentielle avec la puissance du laser infrarouge. Cette mesure a été réalisée pour des interféromètres utilisant une transition $\Delta m = 7$ et un temps de précession libre T_{Ramsey} de 900 ms. On peut calculer l'évolution du contraste pour les mêmes paramètres. Elle est tracée Figure 4.22. On peut ajuster à l'évolution du contraste une courbe en exponentielle décroissante : $C(P_{IR}) = C_0 e^{-\frac{P_{IR}}{P_0}}$, on trouve $C_0 = 100$ % et $P_0 = 0,7$ W. La décroissance n'est pas très exponentielle. L'ajustement n'est pas parfait, et les paramètres déduits ne correspondent pas à ceux mesurés expérimentalement, rappelés dans le tableau 4.1.

Afin de pouvoir mieux comparer la manière dont le contraste calculé évolue avec la puissance P_{IR} , j'ai ensuite choisi T_{Ramsey} tel que le contraste soit égal à celui mesuré Figure 4.13 pour $P_{IR} = 0,5$ W (20 %). Pour cela, il faut étudier l'évolution du contraste de l'interféromètre pour $P_{IR} = 0,5$ W et $w_{IR} = 145$ μm , les atomes à $z = 2$ cm du col du laser infrarouge et $\Delta m = 7$, il est tracé Figure 4.23. On utilise la même courbe d'ajustement que précédemment : $C(T_{Ramsey}) = C_0 e^{-\gamma T_{Ramsey}} + C_\infty$. Le taux de décroissance de $0,8$ s^{-1} , $C_0 = 100$ % et $C_\infty = 10$ %, ce qui n'est qu'environ deux fois plus faible que les valeurs mesurées : $\sim 1,5$ s^{-1} pour $\Delta m = 6$.

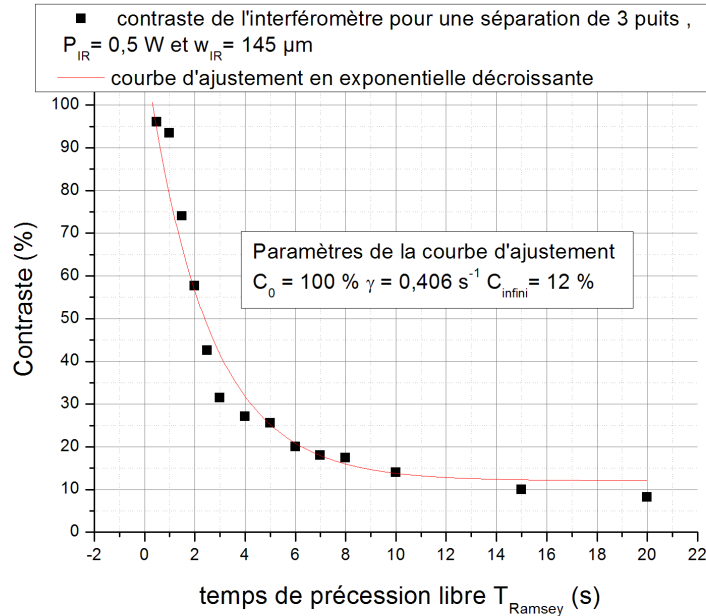


Figure 4.20 : Calcul du contraste de l'interféromètre en fonction du temps de précession libre T_{Ramsey} et courbe d'ajustement en exponentielle décroissante. Calcul réalisé pour $P_{IR} = 0,5 \text{ W}$ et $w_{IR} = 145 \mu\text{m}$, les atomes à $z = 2 \text{ cm}$ du col du laser infrarouge et $\Delta m = 3$.

Le contraste vaut 20 % pour $T_{\text{Ramsey}} = 2,7 \text{ s}$. On peut donc étudier le contraste calculé en fonction de la puissance infrarouge pour une transition $\Delta m = 7$, qui est tracé Figure 4.24. On peut ajuster à l'évolution du contraste la même courbe en exponentielle décroissante. On trouve des valeurs de P_0 et C_0 en bon accord avec celles des mesures expérimentales. Toutes ces valeurs sont résumées dans le tableau 4.1.

Le taux de décroissance du contraste en fonction de la puissance infrarouge semble cohérent avec la population des niveaux transverses ! Le taux de décroissance du contraste en fonction du temps de précession libre calculé est toujours plus faible que celui mesuré mais d'un facteur deux seulement. Cependant dans ces calculs, nous avons supposé qu'il

	C_0 %	P_0 W
ajustement des données mesurées	$59,7 \pm 2,5$	$0,45 \pm 0,01$
ajustement du calcul avec $T_{\text{Ramsey}} = 900 \text{ ms}$	100 ± 3	$0,7 \pm 0,03$
ajustement du calcul avec $T_{\text{Ramsey}} = 2,7 \text{ s}$	$54,57 \pm 3$	$0,504 \pm 0,03$

Table 4.1 : Résumé de l'évolution du contraste en fonction de la puissance infrarouge mesuré et calculé ajusté à l'aide de la fonction $C(P_{IR}) = C_0 e^{-\frac{P_{IR}}{P_0}}$

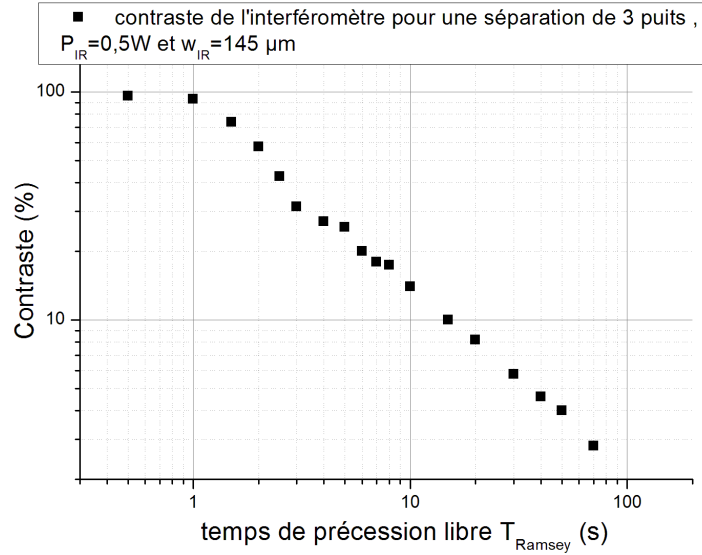


Figure 4.21 : Calcul du contraste de l'interféromètre en fonction du temps de précession libre T_{Ramsey} tracé en échelle log/log. Calcul réalisé pour $P_{IR} = 0,5$ W et $w_{IR} = 145$ μm , les atomes à $z = 2$ cm du col du laser infrarouge et $\Delta m = 3$.

n'y a pas d'effet du laser Verdi créant le réseau. Or dans nos mesures, nous observons bien une décroissance du contraste quand la profondeur augmente (donc lorsque la puissance du laser Verdi augmente). On peut attendre un effet similaire si les atomes ne sont pas au col de ce faisceau, et que les faisceaux aller et retour n'ont pas les mêmes rayons à $1/e^2$. Les interférences sont alors imparfaites, et les atomes toujours piégés préférentiellement au minimum du potentiel voient tout de même une profondeur différente suivant leur position transverse.

4.4 CONCLUSION

Avec un interféromètre Ramsey-micro-onde, on peut conserver un contraste de plus de 80 % pour des temps de précession libre de plus de 1 s. Cela indique que les effets créant des inhomogénéités de la fréquence hyperfine (déplacements lumineux des lasers de piégeage par exemple) sont bien compensés. Les effets entraînant des pertes d'atomes (type effet Landau-Zener, émission spontanée ou pertes par oscillations paramétriques) sont négligeables dans notre cas.

Le contraste des interféromètres Ramsey-Raman et Accordéon, où les paquets d'ondes sont spatialement séparés se dégrade beaucoup plus vite et de manière exponentielle. Le

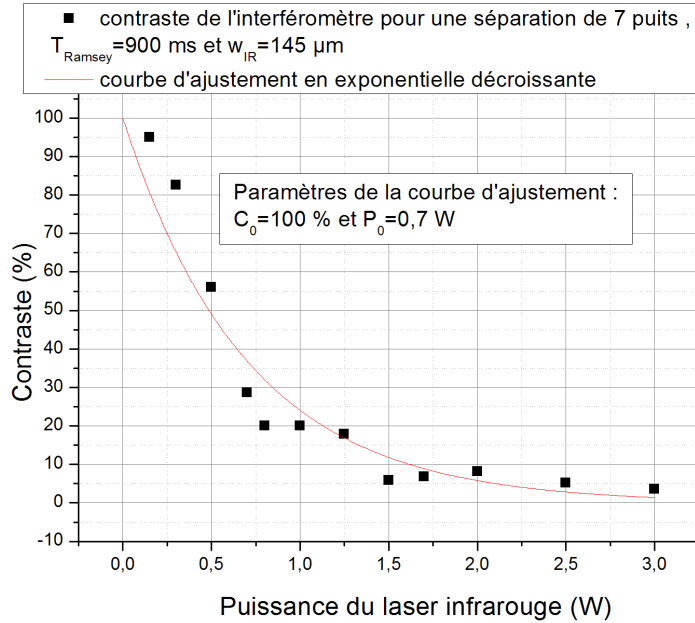


Figure 4.22 : Calcul du contraste de l'interféromètre en fonction de la puissance du laser infrarouge P_{IR} , avec une courbe d'ajustement en exponentielle décroissante. Calcul réalisé pour $T_{\text{Ramsey}} = 900$ ms et $w_{IR} = 145$ μm , les atomes à $z = 2$ cm du col du laser infrarouge et $\Delta m = 7$.

taux de décroissance du contraste est de l'ordre de $1 / \text{s}$. Le taux de décroissance dépend de la séparation des paquets d'onde atomique, ainsi que de la profondeur du réseau, et de la puissance du laser infrarouge. Nous avons envisagé plusieurs causes de déphasages possibles, telles que des gradients de forces longitudinales selon la taille du nuage atomique (gravité et force dipolaire). Ces gradients peuvent créer des inhomogénéités de déphasage de l'ordre de $0,02$ mHz, bien insuffisantes pour expliquer notre perte de contraste en 1 s.

Une autre cause de déphasage est une inhomogénéité de phase provenant du fait que les atomes sont aussi piégés transversalement. La température des atomes étant comparable à la profondeur du potentiel de piégeage (du moins à faible puissance du laser infrarouge de piégeage transverse), les atomes sont répartis dans tous les niveaux d'énergie possibles. Or l'énergie de ces différents niveaux dépend du potentiel vu par ces atomes, qui change de puits en puits, étant donné que les atomes ne sont pas au col du laser infrarouge. Nous avons envisagé deux approches pour le calcul de ces niveaux d'énergie et de leurs variations : considérer le potentiel comme harmonique, ou bien considérer le potentiel gaussien. Dans le cas d'un potentiel harmonique, on calcule un décalage de fréquence moyen de 162 mHz, et un décalage maximal de ~ 225 mHz pour $w_{IR} = 175$ μm .

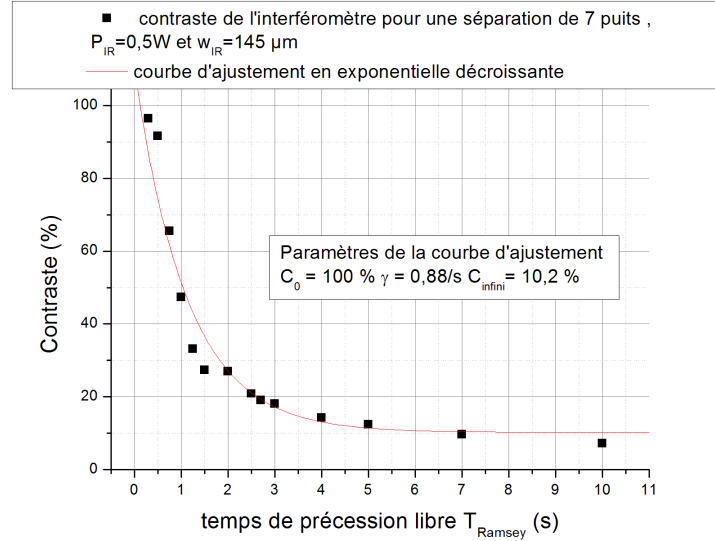


Figure 4.23 : Calcul du contraste de l'interféromètre en fonction du temps de précession libre T_{Ramsey} et courbe d'ajustement en exponentielle décroissante. Calcul réalisé pour $P_{IR} = 0,5 W$ et $w_{IR} = 145 \mu m$, les atomes à $z = 2 cm$ du col du laser infrarouge et $\Delta m = 7$.

Dans le cas où nous considérons le potentiel comme gaussien, et calculons la densité d'état, et l'énergie en fonction du nombre d'états pour différentes valeurs du potentiel. L'effet moyen du gradient de la force dipolaire du laser infrarouge que nous calculons ne correspond pas à celui mesuré chapitre 3. Pour obtenir des valeurs du déplacement lumineux différentiel moyen vu par les atomes et du gradient de force dipolaire moyen qui correspondent aux mesures réalisées, nous devons considérer que le rayon à $1/e^2$ au col du faisceau infrarouge est plus petit que nous le pensions et vaut 145 microns. Nous recalculons pour cette nouvelle taille du col le décalage moyen des fréquences transverses, ainsi que leur dispersion. Pour $P_{IR} = 0,5 W$. Nous trouvons un accord avec le déplacement de ν_B mesuré si on suppose que les atomes sont situés à 2 cm du col. On trouve pour la transition $\Delta m = 3$, $\overline{\Delta E} = 103,11 mHz$ et $\sigma_{\Delta E} = 82 mHz$. Dans ces conditions nous calculons l'effet d'une dispersion des fréquences transverses sur le contraste de l'interféromètre. Nous obtenons une décroissance du contraste à laquelle on peut ajuster une courbe en exponentielle décroissante, avec un taux de décroissance γ de $0,4 s^{-1}$ pour $\Delta m = 3$, qui n'est que deux fois plus faible que celui mesuré à haute profondeur. Nous calculons aussi l'effet de la puissance du laser infrarouge sur le contraste de l'interféromètre, et nous obtenons le même type de comportement que celui observé expérimentalement : une décroissance du contraste en $C(P_{IR}) = C_0 e^{-\frac{P_{IR}}{P_0}}$, avec $C_0 \sim 55 \%$ et $P_0 \sim 0,5 W$.

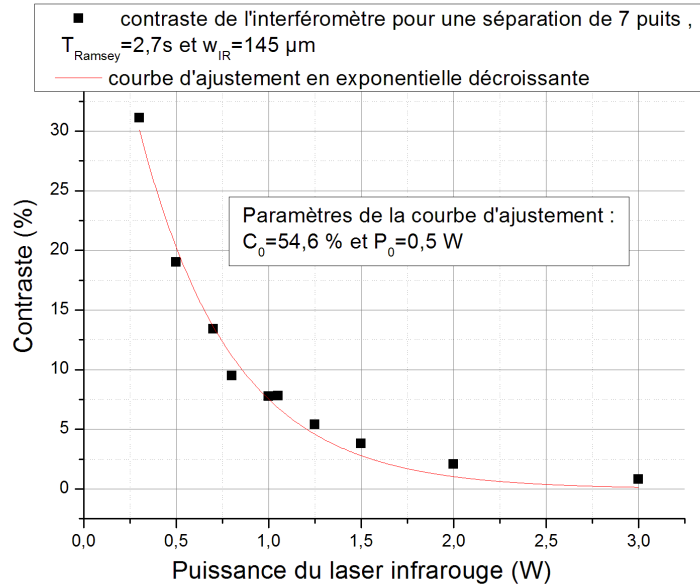


Figure 4.24 : Calcul du contraste de l'interféromètre en fonction de la puissance du laser infrarouge P_{IR} et courbe d'ajustement en exponentielle décroissante. Calcul réalisé pour $T_{\text{Ramsey}} = 2,7\ \text{s}$ et $w_{\text{IR}} = 145\ \mu\text{m}$, les atomes à $z = 2\ \text{cm}$ du col du laser infrarouge et $\Delta m = 7$.

Ces calculs n'expliquent pas complètement la perte de contraste mais donnent une bonne piste, d'autant plus que des effets du Verdi n'ont pas été pris en compte. La prise en compte du potentiel du réseau n'est toute fois pas facile à mettre en place mathématiquement, car les intégrales 4.3.15 et 4.3.16 ne sont plus calculables analytiquement.

Cet effet devrait aussi être moyenné sur la taille du nuage selon l'axe vertical, on s'attend toute fois à une dégradation faible du contraste car la taille du nuage n'est que de 0,5 mm.

Il semble donc très important de placer les atomes au col du faisceau infrarouge de piégeage transverse afin de limiter la perte de contraste. Des nouvelles mesures pour différentes positions du col du laser infrarouge permettrons de valider cette étude.

Par ailleurs, le fait d'utiliser un échantillon d'atomes plus froids devrait permettre de diminuer les effets d'inhomogénéités de fréquence transverse, car les atomes seront répartis dans un nombre plus faible de puits.

Enfin, si la perte de contraste provient toutefois d'un gradient de force non encore identifié, le fait d'utiliser un échantillon d'atomes plus dense, et plus petit devrait permettre de réduire cet effet. C'est une des raisons pour laquelle nous avons décidé de mettre en place une étape de refroidissement supplémentaire : un refroidissement évaporatif décrit dans le chapitre suivant.

Vers une mesure de force à faible distance

Avec cette deuxième version de l'expérience FORCA-G, nous avons atteint une sensibilité qui devrait nous permettre d'effectuer des mesures résolues au niveau du %, voir mieux, de la force de Casimir Polder. Cependant, l'expérience en l'état ne permet pas de réaliser une telle mesure. Je listerai dans ce chapitre les différentes étapes du chemin qu'il reste à parcourir afin de pouvoir réaliser ces mesures. Je présenterai plus particulièrement la mise en place d'une phase de refroidissement évaporatif qui nous permettra de travailler avec un nuage plus dense et plus froid, et donc de charger davantage d'atomes par puits du réseau.

Sommaire

5.1	Chemin à parcourir	151
5.1.1	Augmentation de la densité atomique	152
5.1.2	Transport atomique	152
5.1.3	Sélection des atomes dans un puits unique	153
5.1.4	Choix du miroir	153
5.2	Piège dipolaire	154
5.2.1	Principe du piège dipolaire	155
5.2.2	Montage optique	157
5.3	Rampes de refroidissement	164
5.3.1	Nuage plus dense	164
5.3.2	Nuage plus froid	164
5.4	Conclusion	167

5.1 CHEMIN À PARCOURIR

Les atomes sont pour l'instant piégés loin du miroir de rétro réflexion du laser créant le réseau qui constituera la surface que nous allons utiliser pour réaliser des mesures de

forces à faible distance. Ce miroir est actuellement situé hors de l'enceinte à vide. Nous prévoyons d'ajouter une enceinte de science au dessus de l'enceinte de piégeage actuelle, dans laquelle sera placé le miroir. Nous envisageons de transporter les atomes dans cette enceinte de science et de les piéger au voisinage de ce miroir.

Un des points limitant la précision des mesures dans l'expérience de [Harber *et al.*, 2005] a été la caractérisation des forces parasites que l'on mesure en même temps que la force de Casimir-Polder et notamment celles liées à la présence d'atomes adsorbés sur la surface. Ces atomes adsorbés se comportent en effet comme des dipôles qui donnent naissance à des gradients de champ électrique au voisinage de la surface (cf [Obrecht *et al.*, 2007]). Pour minimiser le nombre d'atomes adsorbés, il est donc préférable de créer des atomes froids loin de la surface et de ne transporter, dans l'idéal, que les atomes qui seront finalement piégés dans le réseau.

5.1.1 Augmentation de la densité atomique

Lors des mesures précédemment présentées, les atomes sont préparés par un PMO-3D suivi de phases de mélasses, permettant d'obtenir un nuage d'atomes, d'environ 1 mm de rayon, refroidis à 2 μK . Les atomes sont répartis dans 4000 puits verticaux, et on a entre 1 et 10 atomes par puits (nous avons réalisé notre meilleure intégration avec environ 70000 atomes).

Pour réaliser une mesure de force à faible distance, nous devons dans l'idéal sélectionner un puits unique, ou à défaut, un petit nombre de puits, car la force de Casimir-Polder dépend de la distance à la surface, et nous allons mesurer une moyenne de cette force sur les différents puits peuplés par les atomes. Il est difficile avec le rapport signal à bruit de notre détection de réaliser une mesure avec uniquement 10 atomes. Il nous faut donc augmenter la densité atomique, en réduisant la température et la taille du nuage.

On ne peut pas refroidir davantage les atomes à l'aide des techniques de refroidissement laser les plus « classiques », nous allons donc utiliser un refroidissement évaporatif à l'aide d'un piège conservatif. Nous ne voulons pas utiliser de piège magnétique pour réaliser ce refroidissement, qui pourrait créer après coupure des champs magnétiques rémanents et donc des forces parasites évoluant au cours du temps et donc difficiles à caractériser. Nous voulons de plus réaliser un refroidissement rapide. Nous avons donc décidé de réaliser un piège dipolaire tout optique, qui est décrit dans la partie 5.2.

5.1.2 Transport atomique

Nous allons placer le miroir sous vide dans un nouveau module de l'enceinte à vide qui sera connecté à l'enceinte actuelle par un raccord situé à la place du hublot du haut de

l'enceinte actuelle. Le miroir se situera donc à environ 15 cm de la position du nuage du piège dipolaire. Il va donc falloir transporter les atomes, une fois refroidis vers le miroir. Pour cela, nous allons utiliser la technique de « l'ascenseur atomique » basé sur des oscillations de Bloch. Cette technique a déjà été utilisée sur plusieurs expériences d'interférométrie atomique pour accélérer ou contrer l'accélération de la pesanteur (cf [Charrière *et al.*, 2012] et [Bouchendira *et al.*, 2011]). Les lasers dont nous avons besoin pour réaliser cette opération ont déjà été fabriqués, et nous avons réalisé des premiers tests avec des atomes issus d'une mélasse. Ces détails sont consignés dans la thèse de G. Tackmann [Tackmann, 2013].

5.1.3 *Sélection des atomes dans un puits unique*

Après avoir refroidi nos atomes et les avoir transportés près de la surface, nous allons ensuite sélectionner un puits unique. Pour cela, nous allons utiliser un « super réseau ». Au lieu d'utiliser un unique laser pour créer notre réseau, nous allons utiliser deux lasers des longueurs d'ondes différentes de quelques nm. Les longueurs d'ondes étant différentes, on somme les intensités de ces deux réseaux, et l'intensité lumineuse correspond à un super-réseau (cf Figure 5.1). Notre premier réseau est créé par un laser Verdi 12 W de longueur d'onde 532 nm. Nous avons donc besoin d'un deuxième laser de longueur d'onde proche et de puissance équivalente, monomode transverse et longitudinal. Notre première approche a consisté à « fabriquer » par nous même un laser à 541 nm. Nous produisons cette longueur d'onde à partir d'une diode laser à 1083 nm monomode très fine spectralement, et de puissance ~ 50 mW, amplifiée à l'aide d'un amplificateur large bande jusqu'à 50 W, et dont on double la fréquence à l'aide d'un cristal doubleur en PPSLT en simple passage permettant un accord de phase. Nous avons produit jusqu'à 10 W de 541 nm pour 30 W d'infrarouge. Je ne développerai pas plus la réalisation de ce laser.

Le cristal ayant finalement cassé, et ce type de laser étant en fait disponible à un prix attractif, nous avons finalement décidé de commander un laser Azur Light Systems de puissance 10 W à 515 nm.

5.1.4 *Choix du miroir*

Le choix du miroir servant à créer le réseau est très important. En effet, la force de Casimir-Polder provient de l'interaction du dipôle atomique avec sa réflexion par la surface. L'interaction sera certes plus forte si le miroir est réfléchissant aux longueurs d'ondes correspondant aux transitions atomiques des atomes, mais dépendra en fait principalement de la réflexion de la surface dans l'infrarouge. Cependant notre miroir doit laisser passer parfaitement les faisceaux Raman à 780 nm, rétro-réfléchir le mieux possible les réseaux à 532 et à 515 nm, et transmettre le faisceau de piégeage transverse à 1064 nm. Le fait que

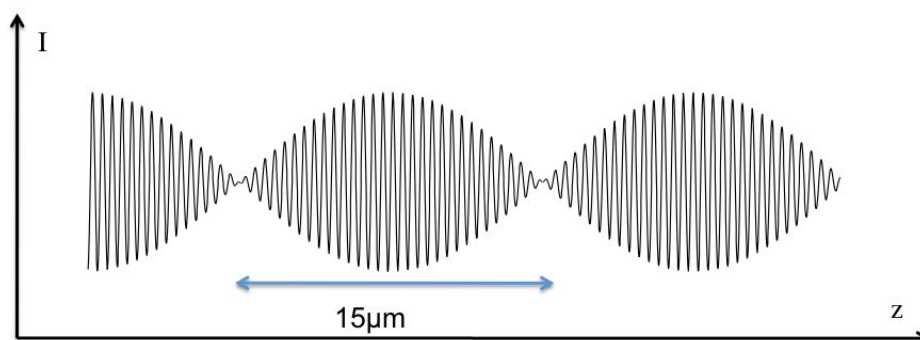


Figure 5.1 : Intensité du super-réseau suivant la position verticale

le miroir soit transparent dans l'infrarouge proche va probablement diminuer l'amplitude de la force de Casimir-Polder. Il faut aussi que la surface du miroir soit « parfaitement » plane, afin d'avoir un bon contrôle de la distance atomes-surface.

Nous avons fait fabriquer des miroirs diélectriques remplissant toutes ces caractéristiques par le Laboratoire des Matériaux Avancés (à Lyon). Nous avons fait fabriquer plusieurs jeux de miroirs de 1/2 pouce de diamètre avec deux substrats différents (silice fondue et BK7), leur réflectivité est tracée Figure 5.2. Leur planéité est de $\lambda/20$.

Pour le calcul de la force de Casimir-Polder, il faut connaître les coefficients de réflexion et de transmission de la surface pour tous les angles d'incidence et toutes les polarisations, ainsi que la profondeur de pénétration des champs électromagnétiques dans les substrats. Il est possible de calculer ces coefficients si on connaît la « recette » de l'empilement des couches diélectriques. Or ces informations sont généralement difficiles à obtenir, car il s'agit des secrets de fabrication du laboratoire. Le LMA a accepté de nous dévoiler le détail des empilements de couches, et ils nous ont donné les indices des matériaux utilisés (dans le visible et le proche infrarouge). Nous envisageons d'utiliser un de nos miroirs (chaque miroir a été produit en double) pour les faire caractériser, par exemple par ellipsométrie.

Une fois les miroirs sous vide, nous voulons avoir la possibilité de les déplacer, afin de pouvoir sonder leur surface à différents endroits et d'éviter de travailler avec une surface polluée. Nous prévoyons donc un système permettant de déplacer les miroirs selon les axes horizontaux, sous vide.

5.2 PIÈGE DIPOLAIRE

Afin d'augmenter la densité de notre nuage, et de diminuer sa taille, nous allons utiliser une étape supplémentaire de refroidissement : nous allons remplacer les phases de mélasse

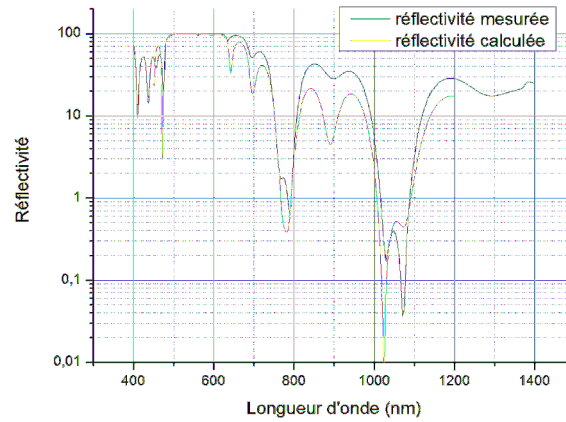


Figure 5.2 : Réflectivité du miroir du visible au proche infrarouge. En rouge, réflectivité calculée lors du design initial et en noir, réflectivité mesurée par le LMA.

en fin de PMO-3D par une phase de refroidissement évaporatif.

Pour refroidir des atomes à des températures inférieures aux μK , on peut piéger les atomes dans des pièges conservatifs, magnétiques ou optiques, et appliquer un refroidissement évaporatif. Par exemple, les premiers condensats de Bose Einstein ont été réalisés en 1995, avec des atomes alcalins piégés dans un piège magnétique en configuration TOP (pour Time average Orbiting Potential) [Anderson et al. , 1995] ou en utilisant un piège quadripolaire magnétique avec un laser focalisé pour empêcher les atomes de se trouver au zéro du champ magnétique [Davis et al. , 1995]. On trouvera des revues des différentes méthodes possibles pour diminuer la température des atomes et arriver à la condensation de Bose-Einstein (cf [Pethick & Smith, 2002] et [Ketterle et al. , 1999]).

5.2.1 Principe du piège dipolaire

Afin de refroidir nos atomes, nous avons privilégié l'utilisation d'un piège dipolaire, car un piégeage magnétique pourrait induire des champs magnétiques rémanents créant des forces supplémentaires sur les atomes, difficiles à caractériser. Nous avons décidé d'appliquer un refroidissement évaporatif sur des atomes piégés dans un piège tout optique. L'évaporation est obtenue en diminuant progressivement la profondeur du piège c'est-à-dire la puissance dans chacun des bras du piège dipolaire. Contrairement à un piège magnétique où on utilise un couteau micro-onde, lors de l'évaporation la forme du piège change, la fréquence d'oscillation des atomes dans le piège diminue, ainsi que le taux de collision, ce qui peut amener l'évaporation à stagner avant d'avoir atteint le régime de dégénérescence quantique.

La forme théorique de ces rampes successives est décrite dans [O'Hara *et al.*, 2001]. Le premier condensat « tout optique » a été réalisé en 2001 à Atlanta avec des atomes de ^{87}Rb à l'aide d'un piège dipolaire formé par un laser à CO_2 [Barrett *et al.*, 2001]. La condensation d'atomes de Rb a aussi été obtenue dans des pièges basés sur des laser à $1,5 \mu\text{m}$ [Clément *et al.*, 2009], puis à l'aide de laser à $1,06 \mu\text{m}$ [Couvert, 2009], [Arnold & Barrett, 2011] et [Lauber *et al.*, 2011].

Pour refroidir les atomes, et augmenter leur densité, on diminue la puissance des faisceaux lasers piégeant les atomes. La manière la plus efficace d'évaporer est d'appliquer successivement différentes rampes de puissance de manière à diminuer la profondeur U adiabatiquement, tout en maintenant constant le rapport entre la profondeur et l'énergie thermique des atomes. Ce rapport est donné par le paramètre $\eta = \frac{U}{k_B T}$ (T étant la température des atomes). Une évaporation efficace est obtenue pour η de l'ordre de 8. Les paramètres importants durant l'évaporation sont les fréquences d'oscillation $\omega_i/2\pi$ des atomes dans les trois directions $i = x, y, z$ du puits, qui doivent être les plus grandes possibles pour que l'évaporation soit efficace

$$\omega_i = \sqrt{\frac{4.U}{m_{\text{Rb}} w_i^2}} \quad (5.2.1)$$

où w_i est le rayon à $1/e^2$ des faisceaux créant le piège dans les directions $i = x, y, z$. La profondeur U est proportionnelle à i , elle est rappelée ici :

$$U(P_{\text{dip}}, r, z) = \frac{\hbar\Gamma}{8.I_{\text{sat}}} \frac{I_{\text{dip}}(P_{\text{dip}}, r, z)}{\delta_{\text{dip}}} \quad (5.2.2)$$

avec $\Gamma = 2\pi \times 6,07 \text{ MHz}$, $I_{\text{sat}} = 1,67 \text{ mW/cm}^2$, $\delta_{\text{dip}} = \omega_{\text{dip}} - \omega_{\text{at}}$ est le désaccord entre la pulsation de la raie D_2 et la pulsation du laser créant le piège et I_{dip} est l'intensité du faisceau de piégeage de forme analogue à celle donnée dans l'équation 3.2.10.

Pour une taille de faisceau w_i fixée, on voit qu'il est avantageux d'utiliser une longueur d'onde λ_{dip} plus faible pour le piège dipolaire, car δ_{dip} est plus faible, et il faut une intensité moindre pour atteindre la même fréquence d'oscillation. On peut donc utiliser une puissance laser plus faible. Néanmoins, taux de diffusion de photons sera plus élevé (cf [Couvert, 2009]), et la condensation plus difficile à atteindre.

On appelle $\bar{\omega}$ la moyenne géométrique des pulsations du piège.

Plusieurs paramètres vont nous intéresser pour contrôler la qualité de nos rampes d'évaporation :

- la taille moyenne de l'échantillon atomique σ :

$$\sigma = \frac{1}{\bar{\omega}} \sqrt{\frac{k_B T}{m_{\text{Rb}}}} \quad (5.2.3)$$

- la densité atomique n_0 et la densité moyenne \bar{n} :

$$n_0 = \frac{N_{at}}{(2\pi)^{3/2}\sigma^3} (\text{at/cm}^3) \quad (5.2.4)$$

$$\bar{n} = \frac{n_0}{2\sqrt{2}} \quad (5.2.5)$$

- la vitesse quadratique moyenne des atomes \bar{v} :

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8 k_B T}{\pi m_{Rb}}} (\text{m/s}) \quad (5.2.6)$$

- le taux moyen de collisions élastiques γ_{coll} :

$$\gamma_{coll} = \bar{n}\bar{v}\sigma_{eff} \quad (5.2.7)$$

où σ_{eff} est la section efficace de collision et $\sigma_{eff} = 8\pi \times a^2$ où $a \sim 100 \times a_0$ est la longueur de diffusion du ^{87}Rb et $a_0 = 0,529 \times 10^{-10}$ m est le rayon de Bohr.

- le temps de thermalisation τ_{therm} :

$$\tau_{therm} \sim \frac{2,7}{\gamma_{coll}} \quad (5.2.8)$$

- la densité dans l'espace des phases ρ :

$$\rho = n_0 \times \lambda_{dB}^3 \quad (5.2.9)$$

avec λ_{dB} la longueur d'onde de de Broglie :

$$\lambda_{dB} = \frac{h}{\sqrt{2\pi m_{Rb} k_B T}} \quad (5.2.10)$$

A l'équilibre thermodynamique, tous ces paramètres ne dépendent que de la profondeur du piège U (de la puissance dans les deux bras, ainsi et de w_i), du nombre d'atomes N_{at} et de leur température T . Nous essayons d'évaporer à η constant égal à 8. La durée des rampes doit être égale à quelques τ_{therm} afin que les atomes aient le temps de thermaliser. A l'approche de la condensation, la densité dans l'espace des phases $\rho \sim 1$.

5.2.2 Montage optique

Nous avons décidé d'utiliser un montage similaire à ceux de [Arnold & Barrett, 2011], [Lauber et al., 2011] et [Couvert, 2009], car ils permettent d'obtenir jusqu'à 3×10^5 atomes condensés en 3 s d'évaporation, et utilisent des schémas optiques simples, sans changer la forme du piège en cours d'évaporation. Ces expériences utilisent des lasers à 1064 nm non monochromatiques, et des pertes supplémentaires d'atomes apparaissent liées à la largeur spectrale de ces sources optiques (transitions à deux photons très désaccordées), les rampes utilisées sont donc légèrement différentes de celles décrites dans [O'Hara et al., 2001], notamment en début d'évaporation.

5.2.2.1 Piège dipolaire

Pour réaliser ce refroidissement évaporatif, nous utilisons un laser IPG-YLR-100-1064-MM-WC-Y11 de longueur d'onde 1070 nm, et de puissance maximale 100 W. Nous allons séparer le faisceau laser en deux bras horizontaux indépendants se croisant au niveau des atomes avec un angle de 36° , comme illustré sur la Figure 5.3. Les faisceaux atteignent les atomes en passant par les grands hublots de l'enceinte visibles sur la Figure 2.1, ils se croisent à l'horizontale, au centre de l'enceinte à vide. Nous avons installé les optiques du piège dipolaire sur un banc optique (en pratique, une plaque en aluminium de 1 cm d'épaisseur) placé au dessus de la table optique, et soutenu par un structure en barres d'aluminium. L'implémentation de ce banc par rapport aux autres optiques est décrite sur la Figure 5.4. Une fois les deux faisceaux passés par l'enceinte à vide, ils sont arrêtés par des stoppeurs de faisceaux supportant les hautes puissances.

Nous pouvons changer la puissance dans les deux bras du piège de manière indépendante,

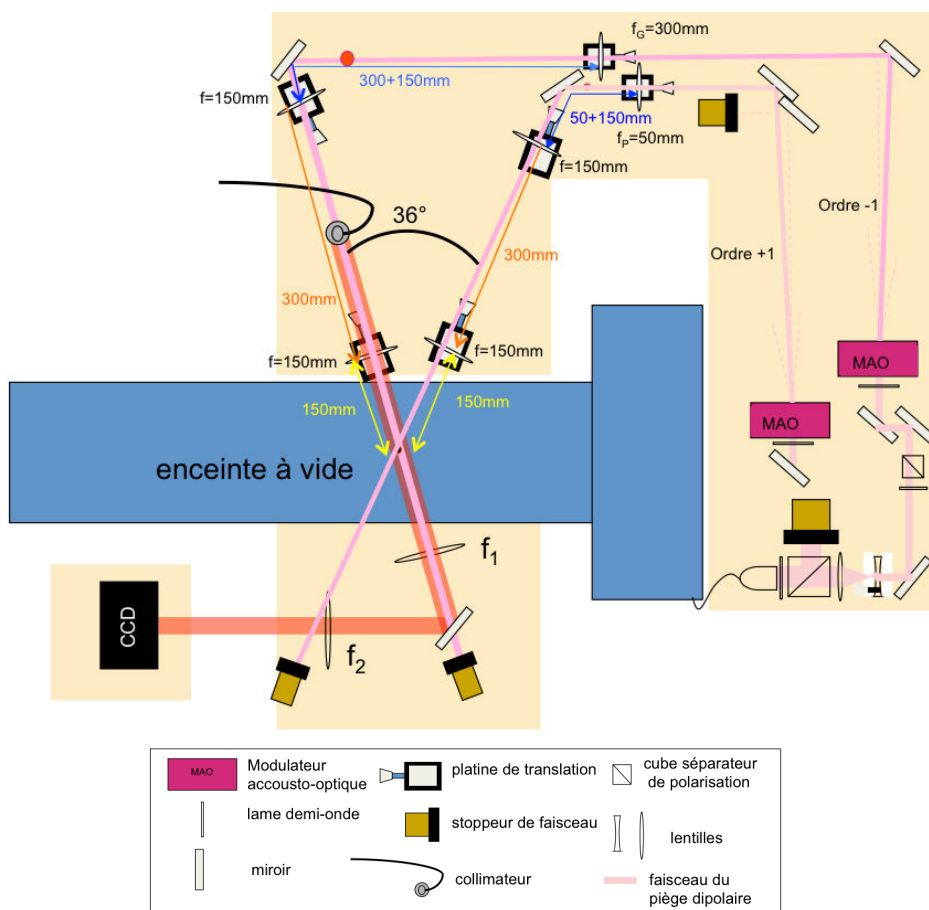


Figure 5.3 : Schéma des faisceaux créant le piège dipolaire.

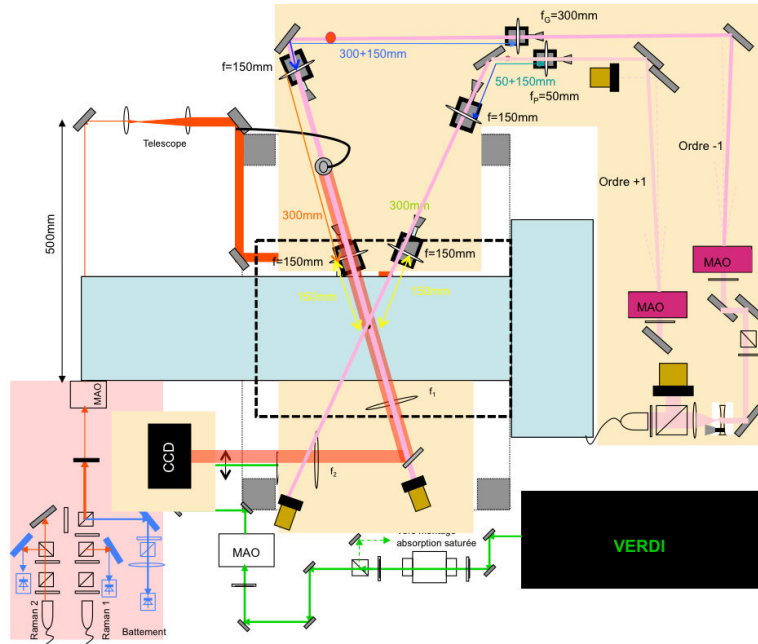


Figure 5.4 : Schéma de la table optique vue de dessus. Les parties beiges représentent les tables optiques supplémentaires, qui sont fixées sur la table optique principale à l'aide de structures en aluminium, et à une hauteur verticale correspondant au centre de l'enceinte à vide.

à l'aide de deux MAO situés sur chacun des bras. Nous allons appliquer les rampes linéaires de refroidissement en changeant la consigne de diffraction des deux MAO. Pour éviter les interférences des deux bras, les polarisations de chacun de faisceaux sont choisies orthogonales, et on choisit des ordres de diffractions opposés. Chacun des faisceaux est mis en forme indépendamment. Sur chacun des bras, une première lentille focalise le faisceau avec un rayon à $1/e^2$ au col du faisceau w_P et w_G (P ou G pour respectivement le petit et le gros bras). Deux lentilles en configuration « 4f » permettent de transporter le col de chacun des faisceaux au niveau des atomes. Le col du faisceau est situé au foyer objet de la première lentille formant le télescope, il sera imagé au foyer image de la deuxième lentille avec un grandissement de 1 (car les lentilles sont choisies de focale identiques égales à 150 mm).

Nous avons choisi d'utiliser deux bras de tailles différentes, un gros permettant de collecter un grand nombre d'atomes, et un petit, qui permettra l'évaporation, comme dans [Couvert, 2009]. Le petit bras utilise une lentille de focale 50 mm, qui crée un faisceau focalisé de rayon à $1/e^2$ de $32 \mu\text{m}$ au niveau des atomes. Le gros bras utilise une lentille de focale 300 mm, permettant de focaliser à un rayon à $1/e^2$ de $200 \mu\text{m}$ au niveau des atomes. Les rayons à $1/e^2$ ont été mesurés au niveau des atomes par oscillation paramétrique (cf [Jáuregui et al., 2001]).

Toutes les optiques ont été choisies de manière à supporter les hautes puissances laser,

tout en restant simples : les MAO et les bloqueurs de faisceaux n'ont pas besoin de refroidissement à eau. Pour plus de facilité, les lentilles sont placées sur platines de translation. En particulier, les dernières lentilles des télescopes sont montées sur des platines de translation dans les trois directions de l'espace, afin de pouvoir ajuster finement la position des faisceaux par rapport aux atomes.

Malgré le choix des optiques adaptées aux fortes puissances, des effets thermiques apparaissent à haute puissance, et nous les avons caractérisés pour pouvoir en tenir compte afin de bien imager les cols des faisceaux sur les atomes. La taille et la position du col du faisceau de piège dipolaire dépend de la puissance à laquelle le laser émet. Nous avons donc pour tous les réglages dû travailler avec 60 W en sortie de laser. L'efficacité d'injection des MAO dépend aussi de la puissance incidente, on peut l'optimiser en jouant sur le premier télescope (une des lentilles est sur platine de translation). Le faisceau est séparé en deux avant les MAO par un cube haute puissance. Les deux MAO se trouvent à une distance identique de ce cube, afin d'optimiser l'injection des deux MAO en même temps. Les MAO créent aussi des effets thermiques, mais qui ne deviennent importants que lorsque la puissance incidente est supérieure à 60 W, mais nous ne travaillons jamais dans ce régime. Les lentilles focalisant les faisceaux et les lentilles de transport créent assez peu d'effets thermiques. Les cols des faisceaux sont toutefois mesurés au niveau des atomes par oscillation paramétrique, afin de connaître les vraies fréquences de piégeage.

Remarque : Nous avons pendant un temps arrêté d'utiliser le piège dipolaire, et au moment de le remettre en fonctionnement, nous avons eu affaire à un étrange phénomène : un des faisceaux avait une forme de donut. Nous avons mis du temps à comprendre d'où le phénomène provenait. Il s'agissait en fait du premier cube séparant les deux bras du piège qui était abîmé, et transformait le faisceau en donut après propagation. Le défaut du cube n'était pourtant pas visible à l'œil nu. Nous avons aussi eu des problèmes liées à des poussières qui se sont déposées sur les optiques, et ont fait fondre le bord des montures. Il est important de bien protéger les faisceaux tout au long du trajet de manière à ce que le moins de poussière se dépose.

5.2.2.2 *Repompeur noir*

Pour réaliser le refroidissement évaporatif, nous refroidissons préalablement un échantillon d'atomes à l'aide de notre PMO-3D. Nous n'appliquons plus de phase de mélasse, car la profondeur du piège dipolaire en début d'évaporation est suffisamment grande pour piéger des atomes dont la température est de quelques dizaines de μK . Afin d'obtenir un échantillon le plus dense possible, nous chargeons le PMO-3D plus longtemps, et nous utilisons un « repompeur noir » :

Une partie du faisceau repompeur est prélevée, et amenée à proximité de l'enceinte à vide

par une fibre optique auxiliaire. Ce faisceau est amené sur les atomes en faisant l'image d'un fil noir au centre du nuage atomique (image au niveau des atomes $\sim 500 \mu\text{m}$). Les atomes au centre du nuage sont donc dépompés dans l'état $|F = 1\rangle$ et n'échangent plus de photons avec les lasers de refroidissement. Cela permet d'augmenter la densité au centre du piège en supprimant les interactions répulsives dues à l'absorption et réémission de photons (cf [Ketterle *et al.*, 1993] et [Kuppens *et al.*, 2000]). Nous avons optimisé la puissance de ce faisceau ($3,6 \mu\text{W}$) et la durée d'utilisation de ce repompeur noir de façon à optimiser le nombre d'atomes dans le piège dipolaire. Nous avons observé un gain de l'ordre de 2 du nombre d'atomes piégés dans le piège dipolaire entre sans et avec l'utilisation du repompeur noir.

La séquence de préparation optimisant le chargement du piège dipolaire est décrite sur la

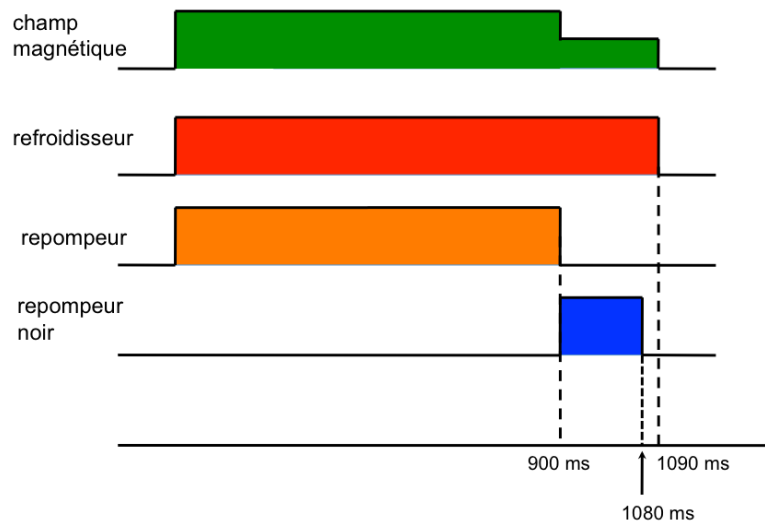


Figure 5.5 : Séquence de chargement du PMO-3D et du piège dipolaire.

Figure 5.5. Nous commençons par charger le PMO-3D pendant 900 ms à l'aide du PMO-2D allumé pendant 800 ms, le désaccord est alors de -2Γ . Nous continuons ensuite le piège PMO-3D jusqu'à 1090 ms. 100 ms avant la fin du PMO-3D, nous éteignons le repompeur du PMO-3D, et utilisons le repompeur noir. Dans un même temps, nous diminuons le gradient du champ magnétique du PMO-3D d'un facteur 4 et nous changeons le désaccord des faisceaux refroidisseurs à -7Γ . Nous coupons le repompeur noir quelques ms avant la fin du PMO-3D, ce qui nous permet d'obtenir un échantillon d'atomes dans $|F = 1\rangle$.

5.2.2.3 Dispositif d'imagerie

Afin d'imager nos atomes dans le piège dipolaire, nous n'utilisons plus le système de détection par temps de vol décrit dans la partie 2.1.2, mais un système d'imagerie par absorption.

Nous prélevons une partie du faisceau du PMO-3D (contenant les faisceaux de refroidissement et de repompeur) qui est envoyé au niveau de l'enceinte à vide par une fibre de maintien de polarisation. Le faisceau est collimaté avec un rayon à $1/e^2$ de 3,75 mm (collimateur commercial Thorlabs). Ce collimateur est placé au niveau des grands hublots de l'enceinte à vide. Il est aligné avec « gros bras » du piège dipolaire (comme indiqué sur la Figure 5.3), mais incliné par rapport à l'horizontale de manière à atteindre les atomes de biais et de pouvoir séparer ce faisceau du faisceau de piège dipolaire, comme expliqué sur la Figure 5.6. Après être passé au travers des atomes, le faisceau est envoyé sur une caméra CCD. Nous imageons les atomes grâce à un système optique composé de deux doublets achromatiques de focales 100 et 150 mm. Nous avons mesuré le grandissement réel de notre système optique en piégeant des atomes puis en les laissant chuter. Nous avons un grandissement de 2,63. Un grand grandissement permet d'imager le nuage final plus aisément. En effet, la caméra CCD est une caméra Hamamatsu à multiplication d'électrons modèle « EM CCD Camera C9100-02S1 » bas bruit, très sensible avec un temps d'exposition minimal de 100 μ s. Elle est composée 1000 \times 1000 pixels de 8 μ m de cotés. Nous sommes malheureusement obligés d'apparier les pixels deux par deux à cause d'un problème de carte graphique de l'ordinateur (impossible de lire une image en qualité maximale), et notre résolution finale n'est plus que de 16 \times 16 μ m.

Le fait que le faisceau d'imagerie par absorption soit aligné avec le « gros bras » du

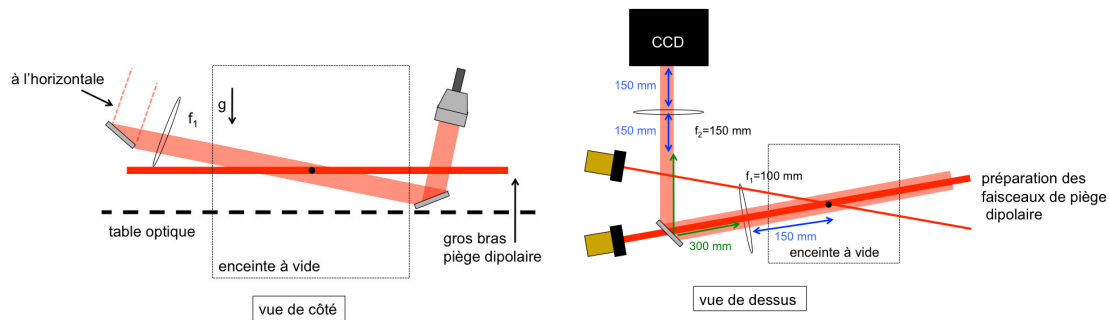


Figure 5.6 : Schéma du dispositif d'imagerie et de l'évacuation des faisceaux du piège dipolaire.

piège dipolaire va nous permettre d'imager un nuage elliptique (cf Figure 5.7), ce qui nous permettra de pouvoir observer une inversion d'ellipticité caractéristique des condensats [Gerbier *et al.*, 2004].

Après avoir piégé nos atomes, nous les relâchons et nous les détectons par absorption.

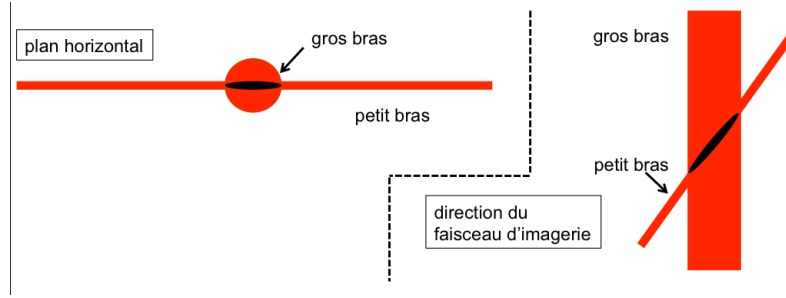


Figure 5.7 : Forme du piège, et forme du nuage selon le plan d'imagerie.

Nous enregistrons 3 images. Une première image est prise avec le faisceau illuminant les atomes, l'intensité traversant le nuage suit la loi de Beer Lambert. Les atomes sont en même temps poussés par ce faisceau. Nous prenons ensuite une deuxième image du faisceau uniquement, puis nous prenons une image du fond lumineux (sans atomes, ni faisceau d'absorption). En soustrayant l'image du faisceau sans atomes et l'image du fond à l'image avec atomes, nous obtenons la fraction de faisceau absorbée par les atomes c'est-à-dire à la densité optique (OD) du nuage. Nous pouvons aussi mesurer la taille du nuage (nuage 2D gaussien de largeur σ_x et σ_y), ce qui nous permet de remonter au nombre d'atomes. En effet, le nombre d'atomes N_{at} est relié à la densité optique par :

$$N_{at} = OD \frac{2\pi\sigma_x\sigma_y}{\sigma_{max}} \quad (5.2.11)$$

où σ_{max} est la section maximale d'absorption et vaut $3\lambda_{at}^2/2\pi$.

Remarque : Nous pouvons aussi réaliser des mesures par fluorescence, dans ce cas, nous rallumons les faisceaux de PMO-3D, et nous prenons une image des atomes fluorescents. Cette méthode nous a permis d'aligner le dispositif de détection sur les atomes.

Pour déduire la température des atomes, nous répétons cette prise d'image par absorption à différents moments après avoir relâché les atomes. L'évolution de la largeur de leur répartition gaussienne nous renseigne sur leur température. En effet, dans le cas où nous avons un nuage thermique avec des atomes répartis dans le piège selon une distribution gaussienne, l'écart type de leur distribution $\sigma(t)$ évolue selon :

$$\sigma^2(t) = \sigma_0^2 + \sigma_v^2 \times t^2 = \sigma_0^2 + \frac{k_B T}{m_{Rb}} t^2 \quad (5.2.12)$$

car en une dimension, $\frac{1}{2}m_{Rb}\sigma_v^2 = \frac{k_B T}{2}$, où T est la température du nuage.

5.3 RAMPES DE REFROIDISSEMENT

Nous utilisons le laser infrarouge à 60% de sa puissance maximale, soit environ 64 W en sortie de fibre. Nous avons équilibré les bras de manière à avoir plus de puissance dans le grand bras que dans le petit bras. Nous utilisons au maximum 30 W dans le grand bras et 15 W dans le petit bras.

Nous pouvons appliquer plusieurs types de rampes :

D'après les résultats du chapitre 4, il sera en effet intéressant d'avoir un nuage d'atomes plus dense, mais à la même température qu'en sortie de mélasse, afin d'étudier si la taille du nuage joue un rôle dans la perte de contraste. Nous pouvons alors appliquer des rampes rapides, permettant d'obtenir des atomes à quelques μK .

Nous pouvons aussi évaporer plus longtemps, afin d'obtenir des atomes beaucoup plus froids (de l'ordre de 300 nK).

Nous avons testé plusieurs manières de charger le piège dipolaire. Nous avons allumé les faisceaux de piège dipolaire pendant ou en fin de PMO-3D, sans observer de différence notable du taux de chargement. Nous allumons donc les faisceaux de piège dipolaire en début de PMO.

5.3.1 Nuage plus dense

Nous pouvons utiliser le piège dipolaire pour produire un nuage d'atomes plus dense. A la fin du PMO, nous appliquons une première rampe de 200 ms lors de laquelle nous baissons la puissance de manière linéaire de 30,1 à 22,4 W pour le gros bras, et de 15,23 à 7,6 W pour le petit bras. Nous appliquons ensuite une deuxième rampe linéaire de 300 ms de 22,4 à 10,37 W pour le gros bras et de 7,6 à 2,43 W pour le petit bras. Nous obtenons en fin de rampe 135000 atomes à 4,5 μK , mais la taille du nuage est de $32 \times 200 \mu\text{m}$.

5.3.2 Nuage plus froid

Nous pouvons aussi produire des atomes plus froids. Nous avons par exemple réalisé un condensat de Bose Einstein contenant environ 20000 atomes en 7 s (cf Figure 5.8) en diminuant la puissance des faisceaux du piège selon les rampes de puissance décrites sur la Figure 5.9.

Nous avons caractérisé l'obtention d'un condensat de Bose Einstein en observant l'inversion d'ellipticité du nuage, tracé Figure 5.10. Nous n'avons pas observé l'apparition nette d'une double structure en raison de la faible résolution spatiale du dispositif d'imagerie et d'un faible nombre d'atomes. A cette époque, le grandissement du système d'imagerie

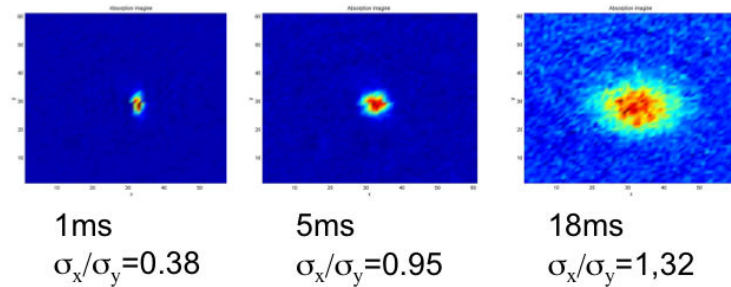


Figure 5.8 : Image du nuage d'atomes après différentes durées d'expansion.

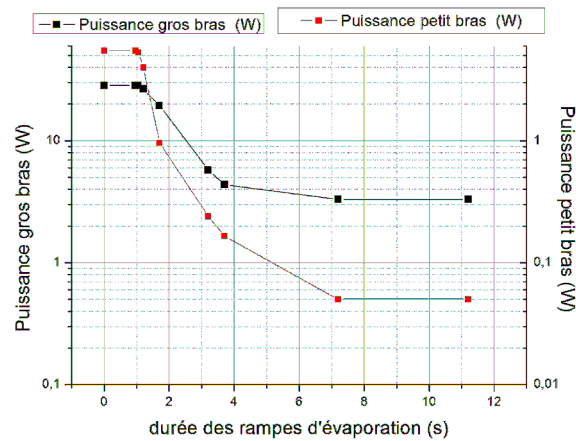


Figure 5.9 : Rampe de puissance des faisceaux du piège dipolaire ayant conduit à l'obtention d'un condensat de Bose Einstein.

n'était que de 1 et la caméra était située au niveau du hublot du haut de l'enceinte à vide. Les images enregistrées étaient donc prises dans le plan horizontal. Nous avons testé différentes rampes avant d'arriver à la condensation, avec de rayons à $1/e^2$ aux cols des faisceaux légèrement différents ($145 \mu\text{m}$ pour le gros bras et 65 ou $38 \mu\text{m}$). Nous avons étudié l'évolution du nombre d'atomes dans le piège en fonction de la température de ses atomes pour ces différentes rampes et différents rayons à $1/e^2$. Ces résultats sont tracés Figure 5.11. Les étoiles roses correspondent à la rampe menant au condensat. Ces rampes ne sont pas totalement optimisées. Pour perdre un ordre de grandeur en température, on perd pour les premières rampes un facteur 5 sur le nombre d'atomes (courbe noire, pente $-1/2$), et pour la rampe menant au condensat, on perd un ordre de grandeur sur le nombre d'atomes (courbe rose, pente -1).

Je n'ai malheureusement pas eu le temps de finaliser ces rampes, à cause de problèmes techniques sur l'expérience.

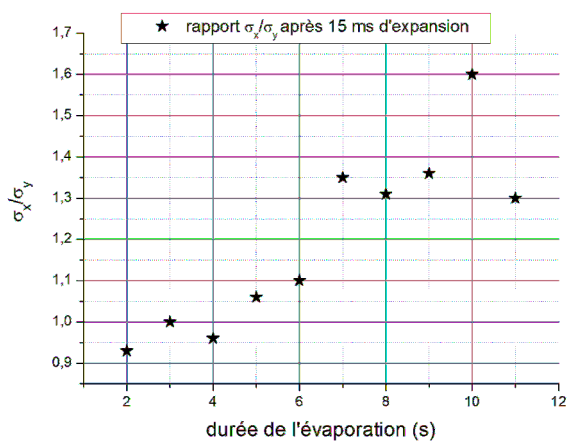


Figure 5.10 : Ratio σ_x/σ_y après 15 ms d'expansion des atomes. Après 7 s, le ratio passe de 1 à 1,35, ce qui est caractéristique d'une expansion non thermique.

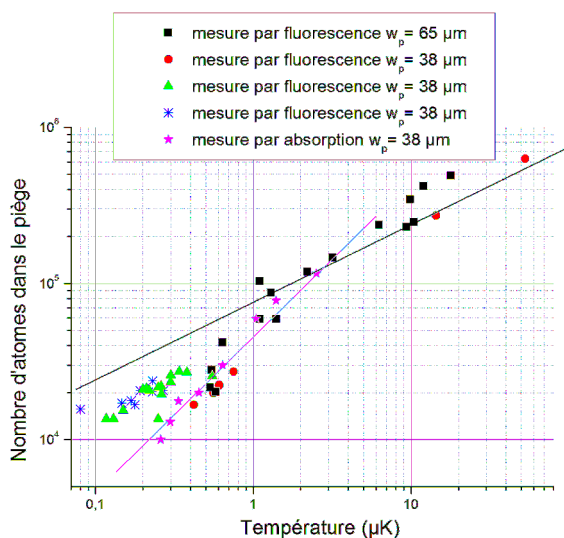


Figure 5.11 : Évolution du nombre d'atomes piégés dans le piège dipolaire en fonction de la température du nuage atomique, pour différentes rampes et différents rayons à $1/e^2$ du col du petit bras du piège (65 et 38 μm).

Remarque : pour les faibles températures, l'expansion du nuage est dominée par les interactions, et les températures mesurées dépendent de la forme du potentiel... elles ne sont plus réelles.

5.4 CONCLUSION

J'ai discuté dans ce chapitre les quelques étapes à franchir avant de pouvoir réaliser une mesure de force à faible distance :

- placer la surface sous vide
- augmenter la densité du nuage atomique
- déplacer les atomes à proximité de la surface
- sélectionner un petit nombre de puits

Nous avons mis en place un mode opératoire pour chacune de ses étapes. Nous prévoyons de raccorder une chambre de science au dessus de l'actuelle enceinte. Nous avons installé un piège dipolaire permettant une étape de refroidissement supplémentaire. Nous prévoyons d'utiliser un réseau accéléré pour déplacer les atomes à proximité de la surface, et nous utiliserons un double réseau pour sélectionner un puits unique.

Nous avons choisi de refroidir les atomes à l'aide d'une étape de refroidissement évaporatif utilisant un piège tout optique à l'aide d'un laser à $1,07 \mu\text{m}$. Le piège est formé de deux bras indépendants se croisant au niveau des atomes dans le plan horizontal. Un gros bras (de rayon à $1/e^2 \sim 150/200 \mu\text{m}$) permet de capturer un gros volume d'atomes, et un petit bras (de rayon à $1/e^2 \sim 38 \mu\text{m}$) permet un confinement suffisant pour arriver à l'évaporation. Le chargement des atomes dans le piège est optimisé grâce à l'utilisation d'un repompeur noir. Les rampes d'évaporation ne sont pas complètement optimisées, mais nous avons obtenu des condensats d'environ 20000 atomes en 7 s d'évaporation.

Nous n'avons pas eu le temps de finir l'optimisation de ces rampes, ni de charger ces atomes refroidis dans le piège mixte afin de réaliser des nouvelles mesures de la fréquence de Bloch. Il est intéressant de réaliser cette mesure avec des nuages plus denses à ma même température ($2 \mu\text{K}$) mais aussi plus froids. En effet, si les effets faisant diminuer le contraste sont dus au fait que les atomes peuplent un grand nombre de niveaux transverses, utiliser des atomes plus froids devrait réduire cet effet.

Il est aussi intéressant de réaliser une mesure de la fréquence de Bloch avec des atomes plus froids, car l'effet limitant le contraste semble lié au fait que des atomes sont répartis dans les différents niveaux de piégeage transverse. Si l'échantillon est plus froid, ils peupleront moins de niveaux, et la dispersion en énergie sera plus faible.

Conclusion

Dans ce manuscrit, j'ai présenté la deuxième version du dispositif expérimental du projet FORCA-G, dont le but est de mesurer les interactions à courte distance entre des atomes et une surface, à l'aide d'interféromètres atomiques utilisant des atomes piégés dans un réseau.

Le premier dispositif expérimental, sur lequel j'ai travaillé pendant la première année de ma thèse, avait été assemblé autour d'une enceinte à vide de récupération. Bien que cette enceinte n'était pas parfaitement adaptée, cette version de l'expérience avait permis de démontrer le principe de la mesure de force, et d'étudier différentes géométries d'interféromètres, ainsi que leur sensibilité court terme.

J'ai ensuite participé à la construction du dispositif expérimental de seconde génération, qui a cette fois été conçu pour permettre de réaliser des mesures de forces à faible distance. Nous avons apporté de nombreuses améliorations au système.

5.5 AMÉLIORATIONS

Les changements apportés au dispositif expérimental sont :

- Une nouvelle enceinte, avec un vide bien meilleur (quelques 10^{-10} Torr) permettant un gain d'un ordre de grandeur sur le temps de vie des atomes dans le PMO
- Une nouvelle table optique épaisse de 8 cm placée sur deux plateformes anti-vibrations qui devraient permettre une meilleure stabilité mécanique du banc laser
- Un nouveau PMO 2D, permettant d'augmenter le nombre d'atomes chargé dans le PMO-3D
- Un PMO-3D avec 6 faisceaux indépendants permettant une meilleure stabilité du nombre d'atomes
- Un nouveau système de détection permettant de détecter les atomes plus efficacement

Toutes ces améliorations nous ont permis de gagner un facteur 10 sur le rapport signal à bruit.

Nous avons aussi effectué des changements au niveau des lasers :

- Changement du désaccord Δ des faisceaux Raman de 3,4 GHz à 300 GHz, ce qui a permis de diminuer l'impact des fluctuations du déplacement lumineux total des faisceaux Raman sur les mesures.
- Le rayon à $1/e^2$ du laser Verdi créant le réseau, qui avait changé entre les deux expériences. Il est maintenant proche de 1 mm, et nous travaillons à une profondeur de $1,6 E_R$

Grâce à ces changements, nous pouvons réaliser des impulsions Raman presque parfaites (impulsions π transférant 90% des populations), et des interféromètres utilisant des séparations de 7 puits.

5.6 ÉTUDES

5.6.1 Sensibilité court terme

J'ai réalisé une étude de la sensibilité court terme, pour les différents types de mesures et les deux désaccords Raman différents. Nous avons observé que lorsque le désaccord est égal à 300 GHz, la répétabilité des mesures est bien meilleure, et les sensibilités court terme obtenues aussi. La sensibilité court terme ne dépend plus du type de mesure réalisée, et nous obtenons des sensibilités répétables de 5×10^{-6} en relatif à 1 s, la meilleure sensibilité obtenue étant de $3,9 \times 10^{-6}$ en relatif à 1 s à l'aide d'un interféromètre Ramsey-Raman sur une transition $\Delta m = 7$.

J'ai par ailleurs réalisé une étude exhaustive de l'impact des différentes sources de bruit sur la sensibilité de la mesure. Nous ne sommes plus limités uniquement par le bruit de détection, mais à part égale par le bruit de détection, le bruit dû aux lasers de piégeage et le bruit de vibration. Le bruit des lasers Raman est lui plus faible, ce qui prouve bien l'intérêt d'avoir augmenté le désaccord Raman. Ces bruits amènent à une sensibilité court terme de $5,5 \times 10^{-6}$ en relatif à 1 s. Je n'ai toutefois pas étudié le comportement long terme de ces bruits, qui ne sont pas forcément stationnaires. Par exemple, lors de la meilleure mesure réalisée, le contraste de l'interféromètre était meilleur que d'habitude ce qui a réduit l'impact du bruit de détection.

5.6.2 Exactitude

Après avoir étudié la sensibilité de nos mesures, je me suis attachée à étudier un certain nombre d'effets systématiques, plus particulièrement ceux liés aux lasers de piégeage. Les atomes n'étant pas en chute libre, ils peuvent en effet être sensibles à d'autres forces que la gravité. Ils seront sensibles à des gradients de force dipolaire des lasers de piégeage,

notamment du laser infrarouge, qui a le plus petit col et piège les atomes au maximum du champ. Si les atomes ne se trouvent pas au col de ce faisceau, ils voient un gradient d'intensité lors de leur déplacement de puits en puits, qui induit une force parasite. Nous connaissons la valeur de la gravité dans la salle d'expérience à 10^{-9} en relatif, ce qui nous permet de comparer nos mesures à la valeur théorique de la fréquence de Bloch.

J'ai réalisé des mesures de la fréquence de Bloch en fonction de la puissance du laser infrarouge de piégeage transverse. on observe un écart de 30 mHz environ pour 0,5 W de puissance infrarouge. Pour des basses puissances du laser infrarouge, la fréquence de Bloch mesurée est proportionnelle à la puissance du laser, et l'extrapolation à puissance nulle est en bon accord avec la valeur théorique! Un premier calcul de la force parasite due au laser infrarouge, considérant que les atomes sont au tous au maximum du champ, montre que les mesures sont cohérentes avec le fait que les atomes soient à environ 2 cm du col du faisceau infrarouge (de rayon à $1/e^2$ 175 μm).

J'ai réalisé des mesures de la fréquence de Bloch en fonction de la profondeur du réseau. Pour cela, la taille du col du laser Verdi a été modifiée, de manière à obtenir une profondeur de $4 E_R$. Pour retrouver une profondeur de $1,6 E_R$, il faut diminuer la puissance du laser. La valeur de Bloch a alors changé de 25 mHz, comme si les atomes s'étaient déplacés de 2 cm, ce qui est impossible vu la taille de nos faisceaux de PMO. Le comportement de la fréquence de Bloch en fonction de la puissance du laser Verdi a l'air incompatible avec une gradient de force dipolaire, car l'effet diminue lorsque la profondeur augmente. Pour pouvoir comprendre ce phénomène, il faut considérer que la taille et la position du col du faisceau Verdi change en fonction de la puissance du laser sur les atomes.

Si le réseau n'est pas vertical, nous ne mesurons qu'une projection de g selon l'axe du réseau. L'estimation de l'incertitude de verticalité amène à un biais de l'ordre de 10^{-7} en relatif qui ne nous limite pas pour l'instant.

5.6.3 Nouveaux interféromètres

J'ai aussi réalisé des nouveaux types d'interféromètres :

- un interféromètre symétrique $\pi/2 - \pi_{MW} - \pi_{MW} - \pi/2$ insensible aux fluctuations de la fréquence hyperfine
- un interféromètre $\pi/2 - 3\pi/2$ insensible au déplacement lumineux des lasers Raman
- un interféromètre $\pi/2 - \pi_{MW} - \pi_{MW} - 3\pi/2$ insensible à ces deux effets

Ces interféromètres ont un contraste équivalent à celui de l'interféromètre Ramsey-Raman, et permettent d'obtenir une sensibilité court terme comparable.

J'ai essayé d'augmenter la séparation atomique des paquets d'ondes à l'aide d'un autre type d'interféromètre, en rajoutant des impulsions Raman π (en changeant la fréquence des Raman de manière à être à résonance avec la nouvelle transition). Le contraste de ces interféromètres était très faible, et très fluctuant... la sensibilité de ce type d'interféromètre reste à étudier.

5.6.4 Décroissance du contraste

5.6.4.1 Observations

Nous avons étudié la décroissance du contraste des interféromètres en fonction du temps de précession libre. Cette décroissance dépend du type d'interféromètre :

Le contraste d'un interféromètre Ramsey-micro-onde décroît comme une gaussienne, avec une inhomogénéité de l'ordre de 12 s^{-2} . Le contraste de cet interféromètre est très dépendant de la bonne annulation du déplacement lumineux différentiel du laser infrarouge de piégeage transverse. Ce déplacement est annulé par un faisceau « compensateur de déplacement lumineux » (CDL). On peut conserver un contraste de plus de 80 % après 1 s de temps de précession libre !

Le contraste de l'interféromètre Ramsey-Raman décroît beaucoup plus rapidement, et suivant une exponentielle décroissante, avec un taux de décroissance γ dépendant des paramètres de l'interféromètre. Plus la profondeur est grande plus γ est grand, et plus la séparation atomique est grande, plus γ augmente. Cependant, γ ne dépasse pas $1,7 \text{ s}^{-1}$.

Le contraste de l'interféromètre accordéon dépend de façon plus nette de la séparation atomique, et décroît plus vite que celui de l'interféromètre Ramsey-Raman mais toujours de manière exponentielle (on atteint $\gamma = 4 \text{ s}^{-1}$).

La différence de perte de contraste entre ces deux interféromètres peut s'expliquer par le fait que la séparation atomique est plus grande lors d'un accordéon, et par le fait qu'on utilise plus d'impulsions, qui si elles ne sont pas parfaites créent des interféromètres parasites qui viennent réduire le contraste des franges.

5.6.4.2 Origines possibles

J'ai cherché une origine de la décroissance de ces contrastes.

Cette décroissance pourrait provenir d'une perte de cohérence de l'échantillon atomique, ou d'une inhomogénéité de déphasage se moyennant.

Les différentes causes de pertes de cohérence possibles (effet Landau Zener, émission spontanée, chauffage paramétrique) sont bien souvent communes aux interféromètres Ramsey micro-onde et Ramsey-Raman, et sont bien trop faibles pour expliquer nos pertes de contraste.

Il y a plusieurs sources de déphasages possibles. Un déphasage lié à la répartition des atomes selon l'axe vertical, ou un déphasage lié à leur répartition transverse.

Un déphasage dû à la répartition des atomes selon l'axe vertical peut provenir d'un gradient de force sur l'ensemble du nuage atomique. En effet, nous ne mesurons que des effets moyennés sur l'ensemble du nuage. Les différents gradients de force possibles sont :

- le gradient de gravité
- le gradient de force dipolaire du laser infrarouge
- le gradient de force dipolaire du réseau

Ces trois gradients sont faibles et entraînent des inhomogénéités au plus égales 0,1 mHz sur la mesure de la fréquence de Bloch et ne peuvent pas expliquer la perte de contraste observée.

Une autre source de déphasage est liée à la répartition des atomes dans le plan transverse, c'est-à-dire à la manière dont ils occupent les niveaux de vibration transverse du piège infrarouge. La profondeur du piège infrarouge étant proche de la température des atomes, ils occupent beaucoup de niveaux transverses différents, ayant des énergies transverses différentes. Ces énergies transverses dépendent de la forme locale du potentiel de confinement, et lorsqu'on déplace les atomes de Δm puits, on change leur position z et donc leur distance par rapport au col du faisceau infrarouge, et donc le spectre d'énergies transverses. J'ai calculé la valeur moyenne de ces différences d'énergies transverses $\overline{\Delta E}(z, \Delta m)$ ainsi que leur écart type $\sigma_{\Delta E}(z, \Delta m)$, d'abord dans l'approximation où on considère un potentiel harmonique puis dans le cas du potentiel gaussien. J'ai recalculé l'effet la force dipolaire moyenne sur la fréquence de Bloch et en ai déduit que le col du faisceau infrarouge est en fait égal à $145 \mu\text{m}$. Ce calcul permet d'être en accord avec le déplacement lumineux moyen créé par le laser infrarouge. L'inhomogénéité de fréquence moyenne pour une séparation de 3 puits et des atomes à 2 cm du col du faisceau vaut ~ 100 mHz. On peut calculer le contraste de l'interféromètre avec une telle inhomogénéité, et étudier son évolution avec le temps de précession libre. On observe une décroissance qui peut être ajustée par une exponentielle décroissante de taux de décroissance $\gamma = 0,4 \text{ s}^{-1}$. Nous ne sommes qu'à un facteur deux des taux de décroissance observés ! Et les effets liés à la profondeur c'est-à-dire au réseau n'ont pas été pris en compte.

5.7 REFROIDISSEMENT ÉVAPORATIF

Après avoir remis l'expérience en route, et parallèlement aux études réalisées, j'ai travaillé sur les étapes supplémentaires à mettre en place pour réaliser une mesure de force à faible distance. Notamment à la mise en place d'une étape de refroidissement évaporatif, afin d'obtenir un échantillon d'atomes plus dense et plus froid.

Le refroidissement évaporatif est produit à l'aide d'un piège dipolaire formé par laser à 1070 nm séparé en deux bras se croisant à l'horizontale au niveau des atomes.

Des résultats préliminaires ont permis d'obtenir un condensat de Bose Einstein de 20000 atomes après 7 s d'évaporation.

5.8 PERSPECTIVES

5.8.1 Amélioration de la sensibilité

La sensibilité court terme atteinte ne dépend plus du type d'interféromètre utilisé, mais nous avons amélioré la stabilité de l'expérience et donc la répétabilité de nos mesures. Notre meilleure sensibilité relative de $3,9 \times 10^{-6}$ à 1 s est à comparer aux sensibilités des différents gravimètres atomiques cités dans la partie 1.2.4. Elles sont récapitulées dans le tableau 5.1. Notre sensibilité est comparable à celle obtenue par le gravimètre de l'Onera, qui utilise des atomes semi-piégés, et donc des séparations atomiques plus grandes que les nôtres. Notre sensibilité court terme est toutefois plus faible que celle de l'expérience du LENS à Florence, mais leur dispositif ne permettrait moins facilement de réaliser une mesure de force à faible distance.

L'étude de la perte de contraste que j'ai réalisée nous a permis de comprendre qu'il est nécessaire que les atomes se trouvent au niveau du col du faisceau infrarouge. Dans ce cas, le contraste de l'interféromètre devrait décroître moins vite en fonction du temps de précession libre, et cela réduira l'impact des différents bruits, ce qui devrait permettre d'améliorer notre sensibilité.

Il est aussi important que les atomes soient dans le moins de niveaux transverses possibles. Travailler avec des atomes plus froids devrait réduire l'occupation de niveaux transverses élevés, et donc réduire la perte de contraste. Cela devrait de même permettre d'améliorer notre sensibilité.

type de mesure	sensibilité relative à 1 s	durée d'intégration en bruit blanc (s)	sensibilité maximale
gravimètre à atomes en chute libre			
SYRTE	$5,7 \times 10^{-9}$	1500	2×10^{-10}
HUST (Chine)	$4,2 \times 10^{-9}$	300	$2,9 \times 10^{-10}$
QSG (Australie)	6×10^{-8}	1000	$2,7 \times 10^{-9}$
gravimètre semi piégés			
Onera	$3,4 \times 10^{-6}$	1000	2×10^{-7}
LKB	$7,4 \times 10^{-7}$	240	$4,8 \times 10^{-8}$
gravimètre piégés			
LENS (Italie)	$1,8 \times 10^{-6}$	900	4×10^{-8}
FORCA-G	$3,9 \times 10^{-6}$	1000	$2,5 \times 10^{-7}$

Table 5.1 : Résumé des sensibilités des différents gravimètres atomiques

5.8.2 Vers une mesure de force à faible distance

Cette nouvelle version de l'expérience FORCA-G a démontré une sensibilité qui permettrait de réaliser une mesure de la force de Casimir-Polder à une incertitude meilleure que le % après 30 s d'intégration. Il faut encore ajouter une extension au système à vide : une enceinte de science dans laquelle pourront être placés plusieurs miroirs.

Il reste encore à approcher les atomes de la surface. Pour cela, nous prévoyons de préparer l'échantillon atomique loin de la surface, de les transporter au niveau du miroir (avec un ascenseur à atomes) et de sélectionner les atomes dans un puits unique ou dans un faible nombre de puits (à l'aide d'un super réseau). Il nous faut aussi un outil pour pouvoir caractériser les forces parasites provenant par exemple d'atomes adsorbés sur la surface du miroir. Nous prévoyons de pouvoir déplacer les miroirs sous vide, afin de pouvoir réaliser des mesures à différents endroits et sur différentes surfaces. Nous prévoyons placer des électrodes qui permettront d'appliquer des champs électriques contrôlés pour « exalter » le champ des dipôles adsorbés.

Écart type d'Allan

La variance d'Allan [Allan, 1966] est une grandeur mathématique statistique calculée sur un ensemble de mesures afin de déterminer la sensibilité correspondant à ces mesures. On considère les mesures x_i , groupées par paquets de m points correspondant à un temps de moyennage τ_m . Les valeurs moyennes successives de ces paquets sont notées $X_k(\tau_m)$:

$$X_k(\tau_m) = \frac{1}{m} \sum_{i=m_{k-1}+1}^{m_k} x_i \quad (\text{A.0.1})$$

La variance d'Allan $\sigma_x^2(\tau_m)$ est alors définie par :

$$\sigma_x^2(\tau_m) = \frac{1}{2} \lim_{n \rightarrow \infty} \left(\sum_{k=1}^n (X_{k+1}(\tau_m) - X_k(\tau_m))^2 \right) \quad (\text{A.0.2})$$

Allan a démontré que cette grandeur est définie pour un nombre quelconque de mesures, pour tout moyennage m et pour tous types de bruit, contrairement à la variance des mesures x_i qui diverge par exemple en présence d'une dérive du signal, lorsque le nombre de mesure augmente.

Dans notre cas, les mesures x_i correspondent aux mesures consécutives de ν_B , et nous calculons l'écart type d'Allan $\sigma_x(\tau_m)$, qui est égal à la racine carrée de la variance.

En échelle logarithmique, l'écart type d'Allan est linéaire par morceaux. La pente de chaque morceau est caractéristique du type de bruit dominant. Un bruit blanc aura une pente en $\tau_m^{-1/2}$ et un bruit de scintillation une pente en τ_m^{-0} .

L'écart type d'Allan donne caractérisé la stabilité de la mesure pour chaque temps d'intégration. Il peut être interprété comme étant l'incertitude de la mesure pour une intégration temporelle de durée τ_m .

Grandeurs Physiques de l'atome de ^{87}Rb

B.1 GRANDEURS PHYSIQUES UTILES

Paramètre	Symbole	Valeur	Unité
Célérité de la lumière	c	$2,997\,924\,58 \times 10^8$ (exact)	m/s
Perméabilité du vide	μ_0	$4\pi \times 10^{-7}$ (exact)	N/A^2
Permittivité du vide	ϵ_0	$\mu_0 c^2$ (exact)	F/m
Constante de Planck	h	$6,626\,068\,96(33) \times 10^{-34}$	$J.s$
Charge élémentaire	e	$1,602\,176\,487(40) \times 10^{-19}$	C
Magnéton de Bohr	μ_B	$9,274\,009\,15(23) \times 10^{-24}$	J/T
Unité de masse atomique	u	$1,660\,538\,782(83) \times 10^{-27}$	kg
Masse de l'électron	m_e	$9,109\,382\,15(45) \times 10^{-31}$	kg
Constante de Boltzmann	k_B	$1,380\,650\,4(24) \times 10^{-23}$	J/K

Table B.1 : Constantes fondamentales [Steck, 2010]

Paramètre	Symbole	Valeur	Unité
Numéro atomique		37	
Masse atomique	m_{Rb}	86,909 180 520(15) u	kg
	m_{Rb}	$1,443\,160\,60(11) \times 10^{-25}$	kg
Longueur d'onde (raie D2)	λ_{D2}	780,241 209 686(13)	nm
Fréquence (raie D2)	ν_{D2}	384,230 484 468 5(62)	THz
Largeur (raie D2)	Γ_{D2}	$2\pi \times 6,0666(18)$	MHz
Intensité de saturation (raie D2)	$I_{sat_{D2}}$	16,693 3(35)	$W.m^{-3}$
Longueur d'onde (raie D1)	λ_{D1}	794,978 851 156(23)	nm
Fréquence (raie D1)	ν_{D1}	377,107 463 380(11)	THz
Largeur (raie D1)	Γ_{D1}	$2\pi \times 5,7500(56)$	MHz
Intensité de saturation (raie D1)	$I_{sat_{D1}}$	14,958 4(32)	$W.m^{-3}$
Écart hyperfin $ 5S_{1/2}\rangle$	ω_{HFS}	6,834 682 610 904 29(9)	GHz
Vitesse de recul	v_{rec}	5,9	$mm.s^{-1}$
Effet Zeeman linéaire $ 5S_{1/2}, F = 1\rangle$	$\delta\omega/B$	-0,7	$MHz.G^{-1}$
Effet Zeeman linéaire $ 5S_{1/2}, F = 2\rangle$	$\delta\omega/B$	0,7	$MHz.G^{-1}$
Effet Zeeman quadratique	$\delta\omega_{HFS}/B^2$	575,15	$Hz.G^{-2}$
Moment dipolaire électrique $\langle J = 1/2 \mathbf{D} \cdot \mathbf{E} J' = 3/2 \rangle$	D	$3,584(4) \times 10^{-29}$	$C.m$
Facteur de Landé de spin	g_S	2,002 319 304 362 2(15)	
Facteur de Landé orbital	g_L	0,999 993 69	
Facteur de Landé de la structure fine	$g_J(5^2S_{1/2})$	2,002 331 13(20)	
	$g_J(5^2P_{1/2})$	0,666	
	$g_J(5^2P_{3/2})$	1,3362(13)	
Facteur de Landé nucléaire	g_I	-0,000 995 141 4(10)	
Facteur de Landé de la structure hyperfine	$g_F(F = 1)$	-1/2	
	$g_F(F = 2)$	1/2	

Table B.2 : Grandeurs physiques relatives à l'atome de ^{87}Rb [Steck, 2010]

B.2 TRANSITIONS UTILISÉES

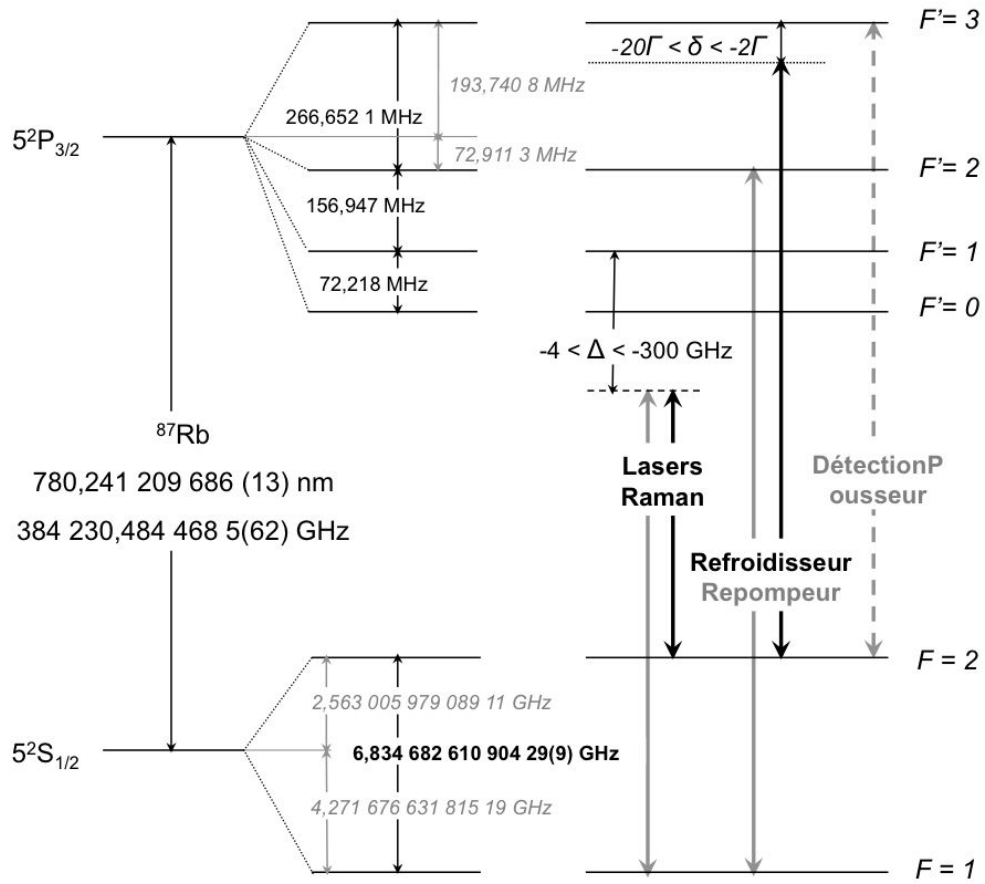


Figure B.1 : Diagramme énergétique de la raie D2 du ^{87}Rb et transitions optiques principales utilisées dans Forca-G.

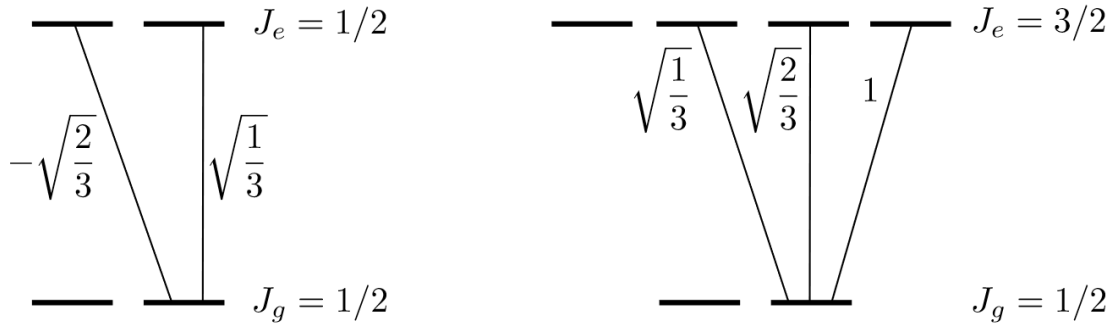
B.3 COEFFICIENTS DE CLEBSCH-GORDON DES RAIES $D1$ ET $D2$ 

Figure B.2 : Coefficients de Clebsch-Gordan des raies $D1$ et $D2$ du ^{87}Rb , à partir du niveau fondamental $m_j = +1/2$, $\langle J_g = +1/2, m_{J_g} | J_e, +1/2, m_{J_e}, q \rangle$. Le spin du noyau est supposé nul (Figure provenant de [Dalibard, 2013]).

B.4 FORCES DE RAIE DE LA STRUCTURE HYPERFINE

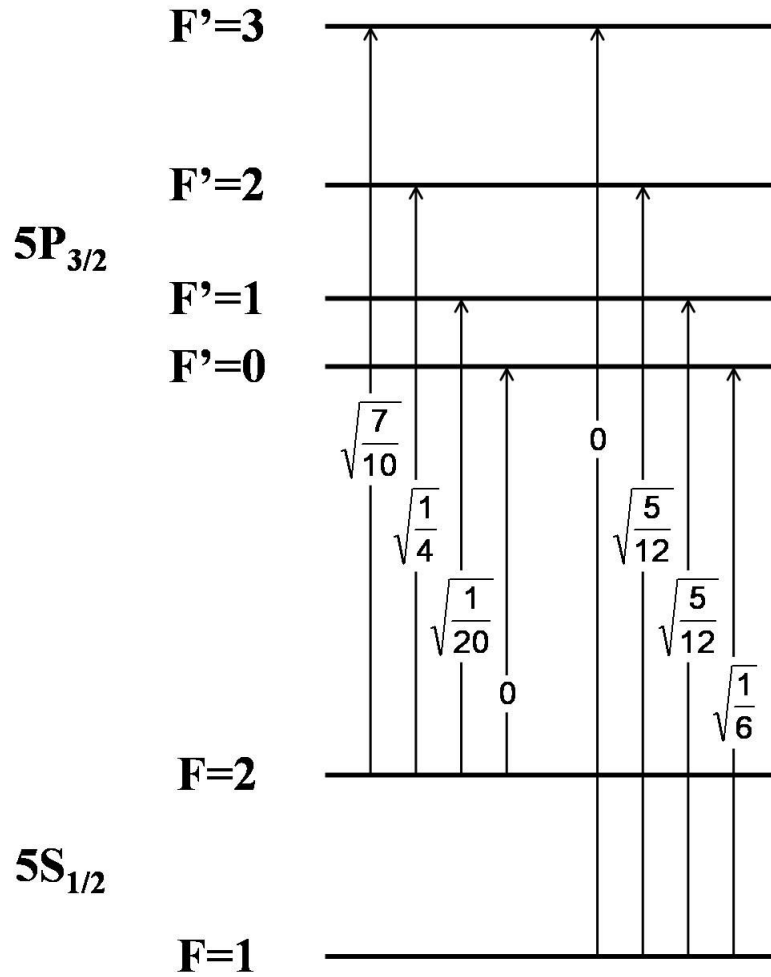


Figure B.3 : Coefficients de force de raie entre les niveaux $|5^2S_{1/2}\rangle$ et $|5^2P_{3/2}\rangle$ du ^{87}Rb (Figure provenant de [Cheinet, 2006]).

B.5 COEFFICIENTS DE CLEBSCH-GORDON DES SOUS-NIVEAUX ZEEMAN

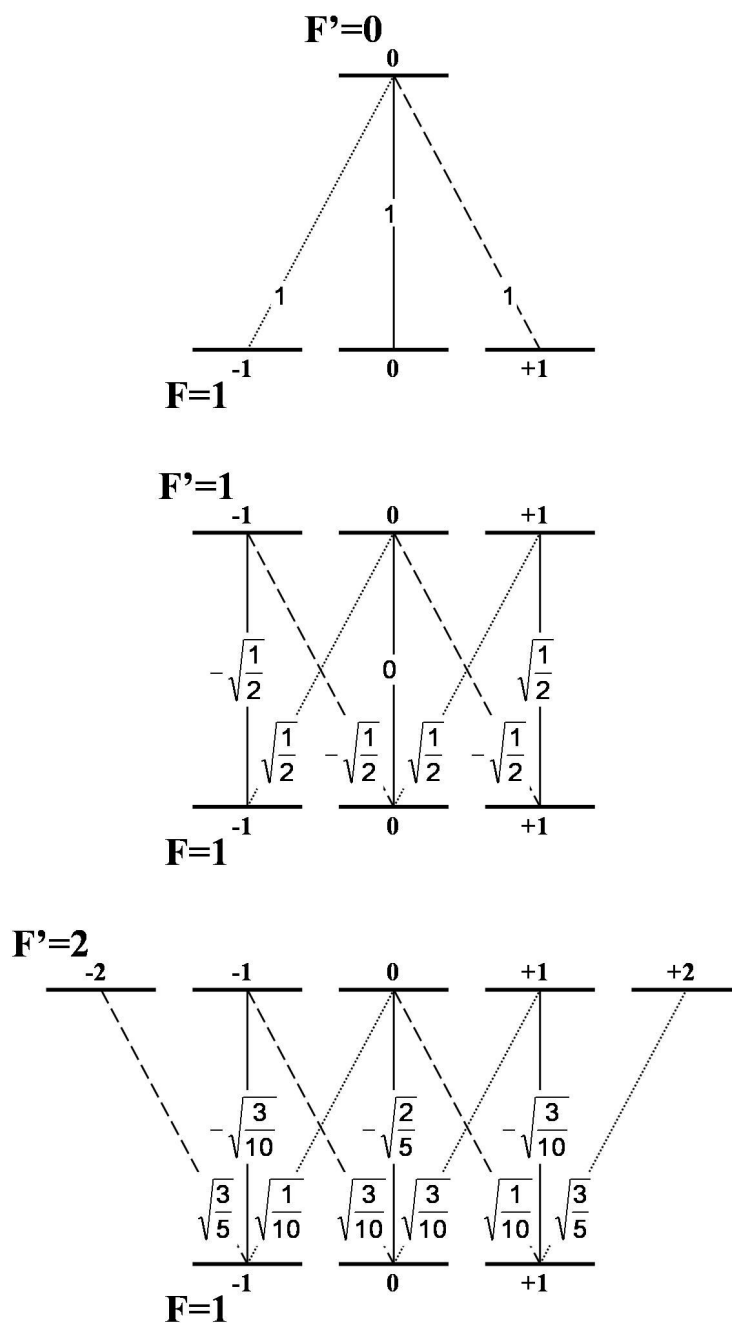


Figure B.4 : Coefficients de Clebsch-Gordan $\langle F = 1, m_F | F', 1, m_{F'}, q \rangle$ (Figure provenant de [Cheinet, 2006]).

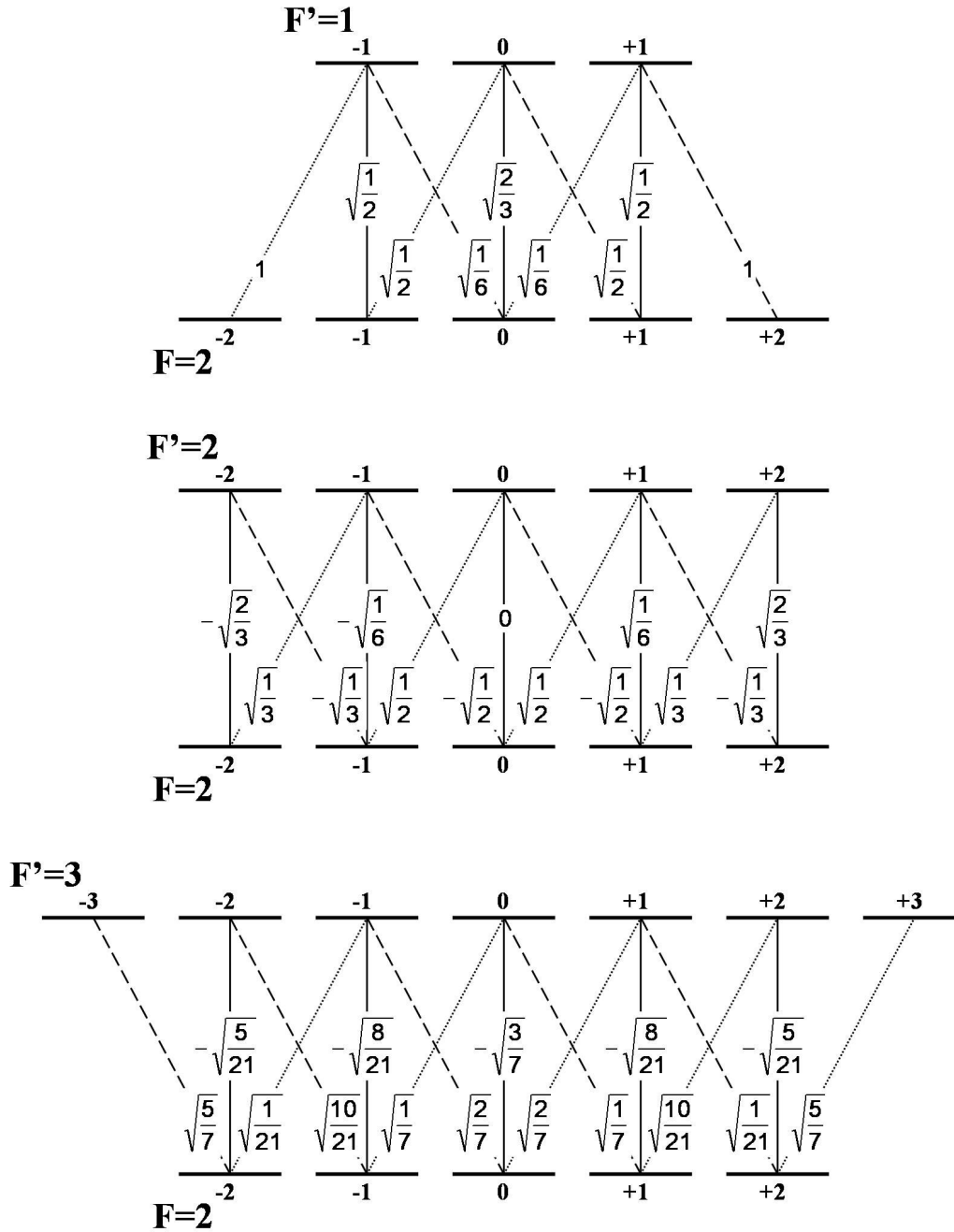


Figure B.5 : Coefficients de Clebsch-Gordan $\langle F = 2, m_F | F', 1, m_{F'}, q \rangle$ (Figure provenant de [Cheinet, 2006]).

Calcul du déplacement lumineux différentiel des faisceaux Raman

Pour calculer le déplacement lumineux différentiel, nous n'allons pas approximer l'atome de Rb comme un atome à trois niveaux comme dans la partie 1.2.3, mais considérer les différents niveaux de sa structure hyperfine rappelés dans l'Annexe B.

C.1 NOTATIONS

Nous allons reprendre une partie des notations utilisées dans la thèse de P. Cheinet [Cheinet, 2006]. Notons ω_1 et ω_2 les pulsations des deux lasers Raman. Les niveaux fondamentaux et excités définis dans la partie 1.2.3 sont les niveaux $|g\rangle = |5s^2, S_{1/2}, F = 1, m_F = 0\rangle$ et $|e\rangle = |5s^2, S_{1/2}, F = 2, m_F = 0\rangle$. On définit $G = \omega_f - \omega_g$ la pulsation de la transition $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$.

Plusieurs états internes servent simultanément de niveaux intermédiaires à la transition Raman. Les lasers sont en effet accordés près de la fréquence de transition vers le niveau $|5s^2, P_{3/2}\rangle$. A cause des règles de sélection, seuls les deux niveaux hyperfins $|5s^2, P_{3/2}, F' = 1\rangle$ et $|5s^2, P_{3/2}, F' = 2\rangle$ servent de niveau intermédiaire à la transition Raman. Il n'y a pas de couplage vers l'état $|5s^2, P_{3/2}, F' = 0\rangle$ car nous utilisons des faisceaux Raman ayant des polarisations circulaires. On définit Δ le désaccord avec le niveau $|5s^2, P_{3/2}, F' = 1\rangle$ qui est le niveau intermédiaire de plus basse énergie. Nous notons Δ_2 et Δ_3 les écarts entre les niveaux $|5s^2, P_{3/2}, F' = 1\rangle$, $|F' = 2\rangle$ et $|F' = 3\rangle$.

C.2 DÉPLACEMENT LUMINEUX DE CHACUN DES NIVEAUX HYPERFINS $|F = 1\rangle$ ET $|F = 2\rangle$

On peut alors définir le déplacement lumineux Ω_f^{AC} et Ω_e^{AC} pour chacun des niveaux hyperfins $|g\rangle = |5s^2, S_{1/2}, F = 1\rangle$ et $|e\rangle = |5s^2, S_{1/2}, F = 2\rangle$ respectivement :

$$\begin{aligned}\Omega_g^{AC} &= \sum_k \frac{|\Omega_{k,g1}|^2}{4(\Delta + \Delta_k)} + \frac{|\Omega_{k,g2}|^2}{4(\Delta + \Delta_k - G)} \\ \Omega_e^{AC} &= \sum_k \frac{|\Omega_{k,e1}|^2}{4(\Delta + \Delta_k + G)} + \frac{|\Omega_{k,e2}|^2}{4(\Delta + \Delta_k)}\end{aligned}\quad (\text{C.2.1})$$

ainsi que la pulsation de Rabi effective Ω_{eff} , qui correspond à la pulsation de Rabi de atomes en chute libre Ω_{eg} :

$$\Omega_{eff} = \Omega_{eg} = \sum_k \frac{\Omega_{k,g1}^* \Omega_{k,e2}}{2(\Delta + \Delta_k)} \quad (\text{C.2.2})$$

où on définit $\Omega_{k,mn}$ est la pulsation de Rabi du laser Raman n entre un des deux niveaux fondamentaux $|m\rangle$ et le niveau intermédiaire $|i, F' = k\rangle$:

$$\Omega_{k,mn} = -\frac{\langle i, F' = k | \mathbf{d} \cdot \boldsymbol{\epsilon}_n \mathbf{E}_n | m \rangle}{\hbar} \quad (\text{C.2.3})$$

C.3 CALCUL

Ce calcul a été effectué dans la thèse de P. Cheinet [Cheinet, 2006]. En tenant compte des polarisations des faisceaux, des forces de raie et des coefficients de Clebsch-Gordan rappelés dans l'annexe B, on obtient :

$$\begin{aligned}\Omega_g^{AC} &= \frac{\Omega_1^2}{4} \left(\frac{5}{24\Delta} + \frac{1}{8(\Delta - \Delta_2)} \right) + \frac{\Omega_2^2}{4} \left(\frac{5}{24(\Delta - G)} + \frac{1}{8(\Delta - \Delta_2 - G)} \right) \\ \Omega_e^{AC} &= \frac{\Omega_1^2}{4} \left(\frac{1}{120(\Delta + G)} + \frac{1}{8(\Delta - \Delta_2 + G)} + \frac{1}{5(\Delta - \Delta_3 + G)} \right) + \frac{\Omega_2^2}{4} \left(\frac{1}{120\Delta} + \frac{1}{8(\Delta - \Delta_2)} + \frac{1}{5(\Delta - \Delta_3)} \right) \\ \Omega_{eff} &= \frac{\Omega_1 \Omega_2}{2} \left(\frac{1}{24\Delta} + \frac{1}{8(\Delta - \Delta_2)} \right)\end{aligned}\quad (\text{C.3.1})$$

où Ω_1 et Ω_2 sont les pulsations de Rabi simplifiées données par :

$$\begin{aligned}\Omega_1 &= \frac{2DE_1}{\hbar} \\ \Omega_2 &= \frac{2DE_2}{\hbar}\end{aligned}\quad (\text{C.3.2})$$

où D est le moment dipolaire électrique du ^{87}Rb , E_1 et E_2 sont les champs électromagnétiques des faisceaux Raman donnés par :

$$E_n = \sqrt{\frac{I_n}{\epsilon_0 c}} \quad (\text{C.3.3})$$

avec I_n l'intensité du laser n , ϵ_0 la permittivité du vide et c la vitesse de la lumière dans le vide.

Dans notre cas, le faisceau Raman 2 est rétro-réfléchi pendant que le faisceau Raman 1 est éliminé, et il faut remplacer Ω_2 par $2 \times \Omega_2$ dans le calcul de Ω_g^{AC} et Ω_e^{AC} .

Le déplacement lumineux différentiel est alors défini par $\delta^{AC} = \Omega_e^{AC} - \Omega_g^{AC}$. il dépend de Δ , Ω_1 et Ω_2 .

Pour certaines valeurs de Δ , il est possible d'annuler le déplacement lumineux différentiel en ajustant le rapport $r = I_2/I_1 = \Omega_2^2/\Omega_1^2$. C'est cette méthode que nous utilisons précédemment, mais cela entraîne un déplacement lumineux différentiel de chaque faisceau δ_i^{AC} avec $i=1$ ou 2 où :

$$\begin{aligned} \delta_1^{AC} &= \delta_{|\Omega_2=0}^{AC} \\ \delta_2^{AC} &= \delta_{|\Omega_1=0}^{AC} \end{aligned} \quad (\text{C.3.4})$$

Ces déplacements lumineux sont égaux à plusieurs fois la pulsation Rabi. Pour $\Delta = 2\pi \times 3,4$ GHz, on choisit r de manière à annuler δ^{AC} . Le rapport $\delta_1^{AC}/\Omega_{eff} = \delta_2^{AC}/\Omega_{eff}$ est égal à 1,6. Or la pulsation de Rabi qui nous intéresse n'est pas celle des atomes en chute libre, mais celle des atomes piégés, égale à une fraction de Ω_{eg} (On peut la trouver sur la Figure 1.10). Les déplacements lumineux sont de l'ordre de la fraction de 5 ou 10 fois $\Omega_{\Delta m}$, et les fluctuations du déplacement lumineux différentiel de l'ordre de $\Omega_{\Delta m}/2$.

Nous allons plutôt essayer de diminuer le rapport $\delta_i^{AC}/\Omega_{eff}$, et pour cela nous allons l'étudier en fonction de Δ . On le trace Figure C.1 dans le cas où le rapport Ω_2^2/Ω_1^2 est choisi pour annuler le déplacement différentiel pour $\Delta = 2\pi \times 3,4$ GHz. On remarque que les rapports $\delta_i^{AC}/\Omega_{eff}$ diminuent lorsque Δ augmente, ce qui signifie qu'en choisissant un désaccord plus grand, on peut diminuer le déplacement lumineux intrinsèque de chacun des laser Raman sans perdre trop sur la pulsation de Rabi finale. Nous avons choisi un désaccord de 300 GHz, qui nous permet, en utilisant la pleine puissance de nos faisceaux lasers d'obtenir une pulsation de Rabi maximale de l'ordre de $2\pi \times 50$ Hz. Lorsque l'on fait un zoom (cf Figure C.2) de ce calcul pour Δ entre $2\pi \times 1$ GHz et $2\pi \times 4$ GHz, on remarque bien que les déplacements lumineux des deux faisceaux ont un signe opposé et se compensent !

Une fois le nouveau désaccord choisi, on peut se poser la question du rapport Ω_2^2/Ω_1^2 à

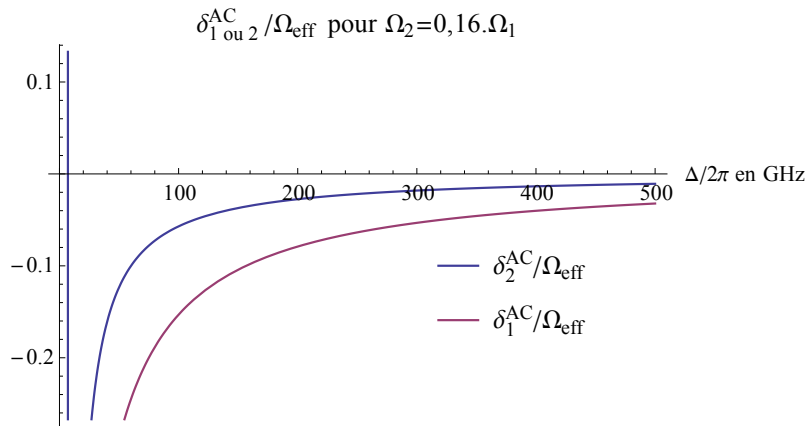


Figure C.1 : Calcul du rapport $\delta_i^{\text{AC}} / \Omega_{\text{eff}}$ dans le cas où le rapport des pulsations de Rabi simplifiées $\Omega_2 / \Omega_1 = 0,16$, et annule le déplacement différentiel pour $\Delta = 2\pi \times 3,4$ GHz.

choisir pour optimiser encore plus le rapport entre le déplacement lumineux différentiel (qui n'est donc plus nul), et la pulsation de Rabi. Pour cela, on trace $\delta^{\text{AC}} / \Omega_{\text{eff}}$ en fonction du rapport Ω_2 / Ω_1 , tracé sur la Figure C.3.

On remarque que le rapport est minimum pour $\Omega_2 / \Omega_1 = 0,707$, soit $\Omega_2^2 / \Omega_1^2 = 0,5$. Ce qui signifie, qu'il y a autant de puissance dans chacun des faisceaux Raman, car le faisceau Raman 2 est rétro-réfléchi !

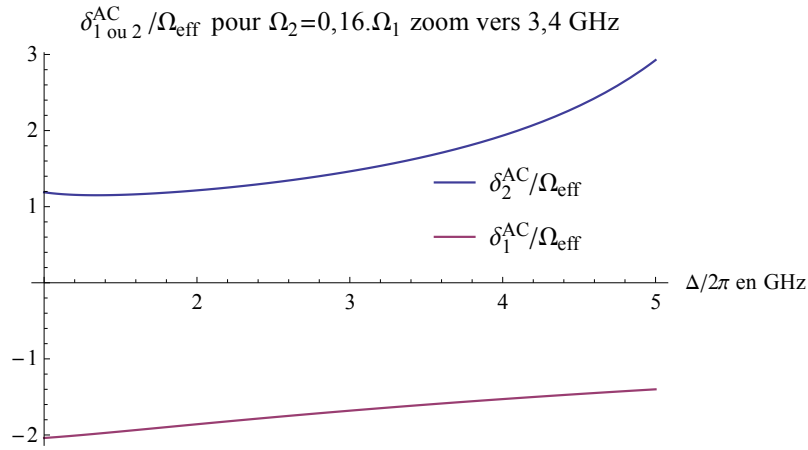


Figure C.2 : Calcul du rapport $\delta_i^{AC} / \Omega_{eff}$ dans le cas où le rapport des pulsations de Rabi simplifiées $\Omega_2 / \Omega_1 = 0,16$, zoom autour de $\Delta = 2\pi \times 3,4$ GHz. Les déplacements lumineux des deux faisceaux Raman sont d'amplitude égale et de signes opposés.

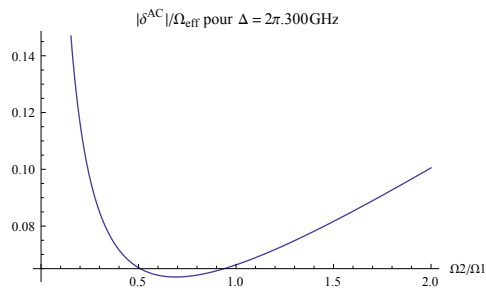


Figure C.3 : Calcul du rapport $\delta^{AC} / \Omega_{eff}$ en fonction du rapport Ω_2 / Ω_1 pour $\Delta = 2\pi \times 300$ GHz.

Schéma des alignements laser

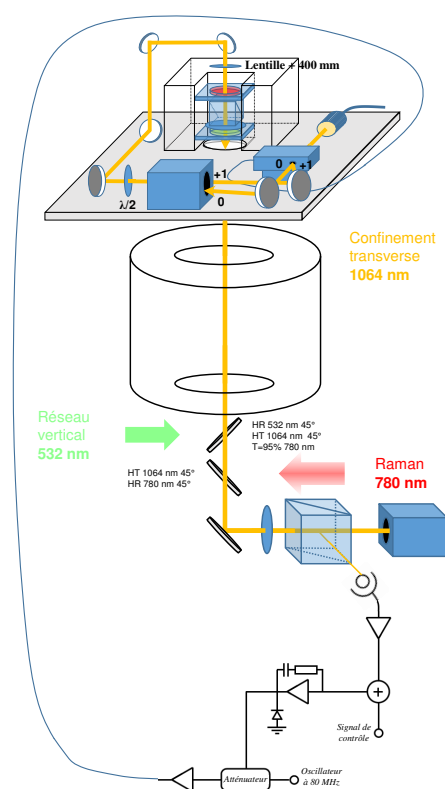


Figure D.1 : Schéma du cheminement du laser de piégeage transverse infrarouge. Tiré de [Pelle, 2013]

Articles

Cette annexe regroupe les différents articles parus sur l'expérience FORCA-G durant ces trois années de thèse :

- *Atomic multiwave interferometer in an optical lattice*
M. K. Zhou, B. Pelle, A. Hilico, and F. Pereira dos Santos, Phys. Rev. A **88**, 013604 (2013) ;

- *State labelling Wannier-Stark atomic interferometers*
B. Pelle, A. Hilico, G. Tackmann, Q. Beaufils, F. Pereira dos Santos, Phys. Rev. A **87**, 023601 (2013) ;

- *Raman-laser spectroscopy of Wannier-Stark states*
G. Tackmann, B. Pelle, A. Hilico, Q. Beaufils, and F. Pereira dos Santos, Phys. Rev. A **84**, 063422 (2011) ;

- *Laser Controlled Tunneling in a Vertical Optical Lattice*
Q. Beaufils, G. Tackmann, X. Wang, B. Pelle, S. Péliisson, P. Wolf, and F. Pereira dos Santos, Phys. Rev. Lett.

- *Forca-G : A trapped atom interferometer for the measurement of short range forces*
B. Pelle, G. Tackmann, Q. Beaufils, X. Wang, A. Hilico, S. Péliisson, R. Messina, M.-C. Angonin, P. Wolf, and F. Pereira dos Santos, Proc. of the XLVIth Rencontres de Moriond and 5th GPhyS Colloquium **1**, 227 (2011).

Bibliographie

- [Allan, 1966] Allan, D.W. 1966. Statistics of atomic frequency standards. Proceedings of the IEEE, **54**(2), 221–230.
- [Altin et al. , 2013] Altin, P A, Johnsson, M T, Negnevitsky, V, Dennis, G R, Anderson, R P, Debs, J E, Szigeti, S S, Hardman, K S, Bennetts, S, McDonald, G D, Turner, L D, Close, J D, & Robins, N P. 2013. Precision atomic gravimeter based on Bragg diffraction. New Journal of Physics, **15**(2), 023009.
- [Anderson et al. , 1995] Anderson, M. H., Ensher, J. R., Matthews, M. R., Wieman, C. E., & Cornell, E. A. 1995. Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor. Science, **269**(5221), 198–201.
- [Andia et al. , 2013] Andia, M., Jannin, R., Nez, F., Biraben, F., Guellati-Khélifa, S., & Cladé, P. 2013. Compact atomic gravimeter based on a pulsed and accelerated optical lattice. Phys. Rev. A, **88**(Sep), 031605.
- [Antezza et al. , 2004] Antezza, Mauro, Pitaevskii, Lev P., & Stringari, Sandro. 2004. Effect of the Casimir-Polder force on the collective oscillations of a trapped Bose-Einstein condensate. Phys. Rev. A, **70**(Nov), 053619.
- [Arnold & Barrett, 2011] Arnold, K.J., & Barrett, M.D. 2011. "All-optical Bose Einstein condensation in a $1.06\mu\text{m}$ dipole trap ". Optics Communications, **284**(13), 3288 – 3291.
- [Ashcroft & Mermin, 1976] Ashcroft, N. W., & Mermin, N. D. 1976. Solid State Physics (Holt). Rinehart and Winston, New York.
- [Baillard et al. , 2006] Baillard, X., Gauguier, A., Bize, S., Lemonde, P., Laurent, Ph., Clairon, A., & Rosenbusch, P. 2006. Interference-filter-stabilized external-cavity diode lasers. Optics Communications, **266**(2), 609 – 613.
- [Barrett et al. , 2001] Barrett, M. D., Sauer, J. A., & Chapman, M. S. 2001. All-Optical Formation of an Atomic Bose-Einstein Condensate. Phys. Rev. Lett., **87**(Jun), 010404.
- [Baumgärtner et al. , 2010] Baumgärtner, Florian, Sewell, R. J., Eriksson, S., Llorente-Garcia, I., Dingjan, Jos, Cotter, J. P., & Hinds, E. A. 2010. Measuring Energy Differences by BEC Interferometry on a Chip. Phys. Rev. Lett., **105**(Dec), 243003.

- [Beaufils et al. , 2011] Beaufils, Q., Tackmann, G., Wang, X., Pelle, B., Péliçon, S., Wolf, P., & Pereira dos Santos, F. 2011. Laser Controlled Tunneling in a Vertical Optical Lattice. Phys. Rev. Lett., **106**(21), 213002.
- [Berry & Mount, 1972] Berry, M V, & Mount, K E. 1972. Semiclassical approximations in wave mechanics. Reports on Progress in Physics, **35**(1), 315.
- [Bonnin et al. , 2013] Bonnin, A., Zahzam, N., Bidel, Y., & Bresson, A. 2013. Simultaneous dual-species matter-wave accelerometer. Phys. Rev. A, **88**(Oct), 043615.
- [Bordag et al. , 2001] Bordag, M., Mohideen, U., & Mostepanenko, V.M. 2001. New developments in the Casimir effect. Physics Reports, **353**(1), 1 – 205.
- [Bordé, 1989] Bordé, Ch.J. 1989. Atomic interferometry with internal state labelling. Physics Letters A, **140**(1 - 2), 10 – 12.
- [Boström & Sernelius, 2000] Boström, M., & Sernelius, Bo E. 2000. Thermal Effects on the Casimir Force in the $0.15\mu\text{m}$ Range. Phys. Rev. Lett., **84**(May), 4757–4760.
- [Bouchendira et al. , 2011] Bouchendira, R., Cladé, P., Guellati-Khélifa, S., Nez, F., & Biraben, F. 2011. New Determination of the Fine Structure Constant and Test of the Quantum Electrodynamics. Phys. Rev. Lett., **106**(Feb), 080801.
- [Broglie, 1923] Broglie, L. De. 1923. Waves and quanta. Nature, **112**, 540.
- [Carusotto et al. , 2005] Carusotto, I., Pitaevskii, L., Stringari, S., Modugno, G., & Inguscio, M. 2005. Sensitive Measurement of Forces at the Micron Scale Using Bloch Oscillations of Ultracold Atoms. Phys. Rev. Lett., **95**(Aug), 093202.
- [Casimir & Polder, 1948] Casimir, & Polder. 1948. the influence of retardation on the london van der waals forces. PHys. Rev, **73**, 360–372.
- [Casimir, 1948] Casimir, H.G.B. 1948. on the attraction between two perfectly reflective plates. Proc. K. Ned. Akad. Wet., **51**, 793.
- [Chan et al. , 2001] Chan, H. B., Aksyuk, V. A., Kleiman, R. N., Bishop, D. J., & Capasso, Federico. 2001. Quantum Mechanical Actuation of Microelectromechanical Systems by the Casimir Force. Science, **291**(5510), 1941–1944.
- [Chang et al. , 2013] Chang, D. E., Sinha, K., Taylor, J. M., & Kimble, H. J. 2013. Trapping atoms using nanoscale quantum vacuum forces. ArXiv e-prints, Oct.
- [Charrière et al. , 2012] Charrière, Renée, Cadoret, Malo, Zahzam, Nassim, Bidel, Yannick, & Bresson, Alexandre. 2012. Local gravity measurement with the combination of atom interferometry and Bloch oscillations. Phys. Rev. A, **85**(Jan), 013639.
- [Cheinet, 2006] Cheinet, P. 2006. Conception et réalisation d'un gravimètre à atomes froids. Ph.D. thesis, Université Pierre et Marie Curie (Paris 6).
- [Cheinet et al. , 2008] Cheinet, P., Canuel, B., Pereira dos Santos, F., Gauguier, A., Yver-Leduc, F., & Landragin, A. 2008. Measurement of the Sensitivity Function in a Time-Domain Atomic Interferometer. Instrumentation and Measurement, IEEE Transactions on, **57**(6), 1141–1148.

- [Chiaverini *et al.*, 2003] Chiaverini, J., Smullin, S. J., Geraci, A. A., Weld, D. M., & Kapitulin, A. 2003. New Experimental Constraints on Non-Newtonian Forces below 100 μm Range. *Phys. Rev. Lett.*, **90**(Apr), 151101.
- [Clément *et al.*, 2009] Clément, J.-F., Brantut, J.-P., Robert-de Saint-Vincent, M., Nyman, R. A., Aspect, A., Bourdel, T., & Bouyer, P. 2009. All-optical runaway evaporation to Bose-Einstein condensation. *Phys. Rev. A*, **79**(Jun), 061406.
- [Cohen-Tannoudji *et al.*, 1973a] Cohen-Tannoudji, C., Diu, B., & Laloë, F. 1973a. *Mécanique Quantique I*. Hermann.
- [Cohen-Tannoudji *et al.*, 1973b] Cohen-Tannoudji, C., Diu, B., & Laloë, F. 1973b. *Mécanique Quantique II*. Hermann.
- [Couvert, 2009] Couvert, A. 2009. *Production et étude de lasers à atomes guidés, et de leur interaction avec des défauts contrôlés*. Ph.D. thesis, UPMC.
- [Cronin *et al.*, 2009] Cronin, A. D., Schmiedmayer, J., & Pritchard, D. E. 2009. Optics and interferometry with atoms and molecules. *Rev. Mod. Phys.*, **81**(3), 1051–1129.
- [Cvitanović *et al.*, 2012] Cvitanović, P., Artuso, R., Mainieri, R., Tanner, G., & Vattay, G. 2012. *Chaos : Classical and Quantum*. Copenhagen : Niels Bohr Institute. <http://ChaosBook.org>
- [Dalibard, 2013] Dalibard, J. 2013. *Atomes et rayonnement*. Cours au Collège de France.
- [Davis *et al.*, 1995] Davis, K. B., Mewes, M. O., Andrews, M. R., van Druten, N. J., Durfee, D. S., Kurn, D. M., & Ketterle, W. 1995. Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms. *Phys. Rev. Lett.*, **75**(Nov), 3969–3973.
- [Davisson & Germer, 1927] Davisson, C., & Germer, L. H. 1927. Diffraction of electrons by a crystal of nickel. *Phys. Rev.*, **30**, 705–740.
- [Decca *et al.*, 2005] Decca, R.S., Lopez, D., Fischbach, E., Klimchitskaya, G.L., Krause, D.E., & Mostepanenko, V.M. 2005. Precise comparison of theory and new experiment for the Casimir force leads to stronger constraints on thermal quantum effects and long-range interactions. *Annals of Physics*, **318**(1), 37 – 80. Special Issue.
- [Derevianko *et al.*, 2009] Derevianko, A., Obreshkov, B., & Dzuba, V. A. 2009. Mapping Out Atom-Wall Interaction with Atomic Clocks. *Phys. Rev. Lett.*, **103**(Sep), 133201.
- [Dickerson *et al.*, 2013] Dickerson, Susannah M., Hogan, Jason M., Sugarbaker, Alex, Johnson, David M. S., & Kasevich, Mark A. 2013. Multiaxis Inertial Sensing with Long-Time Point Source Atom Interferometry. *Phys. Rev. Lett.*, **111**(Aug), 083001.
- [Dieckmann *et al.*, 1998] Dieckmann, K., Spreeuw, R. J. C., Weidemüller, M., & Walraven, J. T. M. 1998. Two-dimensional magneto-optical trap as a source of slow atoms. *Phys. Rev. A*, **58**(5), 3891–3895.
- [Dimopoulos & Geraci, 2003] Dimopoulos, Savas, & Geraci, Andrew A. 2003. Probing submicron forces by interferometry of Bose-Einstein condensed atoms. *Phys. Rev. D*, **68**(Dec), 124021.

- [Druzhinina & DeKieviet, 2003] Druzhinina, V., & DeKieviet, M. 2003. Experimental Observation of Quantum Reflection far from Threshold. Phys. Rev. Lett., **91**(Nov), 193202.
- [Failache et al. , 1999] Failache, Horacio, Saltiel, Solomon, Fichet, Michèle, Bloch, Daniel, & Ducloy, Martial. 1999. Resonant van der Waals Repulsion between Excited Cs Atoms and Sapphire Surface. Phys. Rev. Lett., **83**(Dec), 5467–5470.
- [Gauguet et al. , 2009] Gauguet, A., Canuel, B., Lévèque, T., Chaibi, W., & Landragin, A. 2009. Characterization and limits of a cold-atom Sagnac interferometer. Phys. Rev. A, **80**(Dec), 063604.
- [Geiger et al. , 2011] Geiger, R., Menoret, V., Stern, G., Zahzam, N., Cheinet, P., Battelier, B., Villing, A., Moron, F., Lours, M., Bidet, Y., Bresson, A., Landragin, A., & Bouyer, P. 2011. Detecting inertial effects with airborne matter-wave interferometry. Nat Commun.
- [Genet et al. , 2000] Genet, Cyriaque, Lambrecht, Astrid, & Reynaud, Serge. 2000. Temperature dependence of the Casimir effect between metallic mirrors. Phys. Rev. A, **62**(Jun), 012110.
- [Geraci et al. , 2008] Geraci, Andrew A., Smullin, Sylvia J., Weld, David M., Chiaverini, John, & Kapitulnik, Aharon. 2008. Improved constraints on non-Newtonian forces at 10 microns. Phys. Rev. D, **78**(Jul), 022002.
- [Gerbier et al. , 2004] Gerbier, F., Thywissen, J. H., Richard, S., Hugbart, M., Bouyer, P., & Aspect, A. 2004. Critical Temperature of a Trapped, Weakly Interacting Bose Gas. Phys. Rev. Lett., **92**(Jan), 030405.
- [Gillot et al. , 2014] Gillot, P., Francis, O., Landragin, A., Pereira Dos Santos, F., & Merlet, S. 2014. Stability comparison of two absolute gravimeters : optical versus atomic interferometers. ArXiv e-prints, June.
- [Grimm et al. , 2000] Grimm, R., Weidemüller, M., & Ovchinnikov, Y. B. 2000. Optical Dipole Traps for Neutral Atoms. Advances in Atomic Molecular and Optical Physics, **42**, 95–170.
- [Guéna et al. , 2012] Guéna, J., Abgrall, M., Rovera, D., Laurent, P., Chupin, B., Lours, M., Santarelli, G., Rosenbusch, P., Tobar, M. E., Li, R., Gibble, K., Clairon, A., & Bize, S. 2012. Progress in Atomic Fountains at LNE-SYRTE. IEEE transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control, **59**, 391– 409.
- [Guéna et al. , 2014] Guéna, J, Abgrall, M, Clairon, A, & Bize, S. 2014. Contributing to TAI with a secondary representation of the SI second. Metrologia, **51**(1), 108.
- [Harber et al. , 2005] Harber, D. M., Obrecht, J. M., McGuirk, J. M., & Cornell, E. A. 2005. Measurement of the Casimir-Polder force through center-of-mass oscillations of a Bose-Einstein condensate. Phys. Rev. A, **72**(Sep), 033610.
- [Hu et al. , 2013] Hu, Zhong-Kun, Sun, Bu-Liang, Duan, Xiao-Chun, Zhou, Min-Kang, Chen, Le-Le, Zhan, Su, Zhang, Qiao-Zhen, & Luo, Jun. 2013. Demonstration of an

- ultrahigh-sensitivity atom-interferometry absolute gravimeter. *Phys. Rev. A*, **88**(Oct), 043610.
- [Huntemann et al., 2012] Huntemann, N., Lipphardt, B., Okhapkin, M., Tamm, Chr., Peik, E., Taichenachev, A. V., & Yudin, V. I. 2012. Generalized Ramsey Excitation Scheme with Suppressed Light Shift. *Phys. Rev. Lett.*, **109**(Nov), 213002.
- [Ivanov, 2012] Ivanov, Vladyslav V. 2012. Study of surface potentials using resonant tunnelling of cold atoms in optical lattices. *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, **45**(20), 205004.
- [Jáuregui et al., 2001] Jáuregui, R., Poli, N., Roati, G., & Modugno, G. 2001. Anharmonic parametric excitation in optical lattices. *Phys. Rev. A*, **64**(Aug), 033403.
- [Jiang et al., 2013] Jiang, Z, Palinkas, V, Francis, O, Baumann, H, Md'kinen, J, Vitushkin, L, Merlet, S, Tisserand, L, Jousset, P, Rothleitner, C, Becker, M, Robertsson, L, & Arias, E F. 2013. On the gravimetric contribution to watt balance experiments. *Metrologia*, **50**(5), 452.
- [Kapitza & Dirac, 1933] Kapitza, L. P., & Dirac, P. A. M. 1933. The reflection of electrons from standing light waves. *Proc. Cambridge. Philos. Soc.*, **29**, 297.
- [Kasevich & Chu, 1991] Kasevich, M., & Chu, S. 1991. Atomic interferometry using stimulated Raman transitions. *Phys. Rev. Lett.*, **67**(2), 181–184.
- [Kasevich et al., 1989] Kasevich, M. A., Riis, E., Chu, S., & DeVoe, R. G. 1989. rf spectroscopy in an atomic fountain. *Phys. Rev. Lett.*, **63**(Aug), 612–615.
- [Keith et al., 1991] Keith, D. W., Ekstrom, Ch. R., Turchette, Q. A., & Pritchard, D. E. 1991. An interferometer for atoms. *Phys. Rev. Lett.*, **66**(21), 2693–2696.
- [Ketterle et al., 1999] Ketterle, W., Durfee, D.S, & Stamper-Kurn, D.M. 1999. Making, probing and understanding Bose-Einstein condensates. *IOS Press*, 67–176.
- [Ketterle et al., 1993] Ketterle, Wolfgang, Davis, Kendall B., Joffe, Michael A., Martin, Alex, & Pritchard, David E. 1993. High densities of cold atoms in a dark spontaneous-force optical trap. *Phys. Rev. Lett.*, **70**(Apr), 2253–2256.
- [Kuhn et al., 2014] Kuhn, C. C. N., McDonald, G. D., Hardman, K. S., Bennetts, S., Everitt, P. J., Altin, P. A., Debs, J. E., Close, J. D., & Robins, N. P. 2014. A Bose-condensed, simultaneous dual species Mach-Zehnder atom interferometer. *ArXiv e-prints*, Jan.
- [Kuppens et al., 2000] Kuppens, S. J. M., Corwin, K. L., Miller, K. W., Chupp, T. E., & Wieman, C. E. 2000. Loading an optical dipole trap. *Phys. Rev. A*, **62**(Jun), 013406.
- [Laliotis et al., 2014] Laliotis, A., Passerat de Silans, T., Maurin, I., Ducloy, M., & Bloch, D. 2014. Casimir-Polder forces in the presence of thermally excited surface modes. *ArXiv e-prints*, Mar.
- [Lamoreaux, 1997] Lamoreaux, S. K. 1997. Demonstration of the Casimir Force in the 0.6 to 6 μm Range. *Phys. Rev. Lett.*, **78**(Jan), 5–8.

- [Landau, 1932] Landau, L. D. 1932. Zur Theorie der Energieübertragung II. Phys. Z. Sowjetunion, **2**, 46–51.
- [Landragin et al. , 1996] Landragin, A., Courtois, J.-Y., Labeyrie, G., Vansteenkiste, N., Westbrook, C. I., & Aspect, A. 1996. Measurement of the van der Waals Force in an Atomic Mirror. Phys. Rev. Lett., **77**(Aug), 1464–1467.
- [Lauber et al. , 2011] Lauber, T., Küber, J., Wille, O., & Birkl, G. 2011. Optimized Bose-Einstein-condensate production in a dipole trap based on a 1070-nm multifrequency laser : Influence of enhanced two-body loss on the evaporation process. Phys. Rev. A, **84**(Oct), 043641.
- [Lin et al. , 2004] Lin, Yu-ju, Teper, Igor, Chin, Cheng, & Vuletić, Vladan. 2004. Impact of the Casimir-Polder Potential and Johnson Noise on Bose-Einstein Condensate Stability Near Surfaces. Phys. Rev. Lett., **92**(Feb), 050404.
- [Long et al. , 2003] Long, Joshua C., Chan, Hilton W., Churnside, Allison B., Gulbis, Eric A., Varney, Michael C. M., & Price, John C. 2003. Upper limits to submillimetre-range forces from extra space-time dimensions. Nature.
- [Marton, 1952] Marton, L. 1952. Electron interferometer. Phys. Rev., **85**, 1057.
- [McDonald et al. , 2014] McDonald, G. D., Kuhn, C. C. N., Bennetts, S., Debs, J. E., Hardman, K. S., Close, J. D., & Robins, N. P. 2014. A faster scaling in acceleration-sensitive atom interferometers. EPL (Europhysics Letters), **105**(6), 63001.
- [McGuirk et al. , 2004] McGuirk, J. M., Harber, D. M., Obrecht, J. M., & Cornell, E. A. 2004. Alkali-metal adsorbate polarization on conducting and insulating surfaces probed with Bose-Einstein condensates. Phys. Rev. A, **69**(Jun), 062905.
- [Merlet et al. , 2010] Merlet, S., Bodart, Q., Malossi, N., Landragin, A., Pereira Dos Santos, F., Gitlein, O., & Timmen, L. 2010. Comparison between two mobile absolute gravimeters : optical versus atomic interferometers. Metrologia, **47**(4), L9.
- [Messina et al. , 2011] Messina, Riccardo, Péliesson, Sophie, Angonin, Marie-Christine, & Wolf, Peter. 2011. Atomic states in optical traps near a planar surface. Phys. Rev. A, **83**(May), 052111.
- [Mohideen & Roy, 1998] Mohideen, U., & Roy, Anushree. 1998. Precision Measurement of the Casimir Force from 0.1 to 0.9 μm . Phys. Rev. Lett., **81**(Nov), 4549–4552.
- [Müntinga et al. , 2013] Müntinga, H., Ahlers, H., Krutzik, M., Wenzlawski, A., Arnold, S., Becker, D., Bongs, K., Dittus, H., Duncker, H., Gaaloul, N., Gherasim, C., Giese, E., Grzeschik, C., Hänsch, T. W., Hellmig, O., Herr, W., Herrmann, S., Kajari, E., Kleinert, S., Lämmerzahl, C., Lewoczko-Adamczyk, W., Malcolm, J., Meyer, N., Nolte, R., Peters, A., Popp, M., Reichel, J., Roura, A., Rudolph, J., Schiemangk, M., Schneider, M., Seidel, S. T., Sengstock, K., Tamma, V., Valenzuela, T., Vogel, A., Walser, R., Wendrich, T., Windpassinger, P., Zeller, W., van Zoest, T., Ertmer, W., Schleich, W. P., & Rasel,

- E. M. 2013. Interferometry with Bose-Einstein Condensates in Microgravity. Phys. Rev. Lett., **110**(Feb), 093602.
- [Nandi, 2010] Nandi, S. 2010. The quantum gaussian well. arxiv.
- [Niu et al. , 1996] Niu, Qian, Zhao, Xian-Geng, Georgakis, G. A., & Raizen, M. G. 1996. Atomic Landau-Zener Tunneling and Wannier-Stark Ladders in Optical Potentials. Phys. Rev. Lett., **76**(Jun), 4504–4507.
- [Oberst et al. , 2005] Oberst, Hilmar, Tashiro, Yoshihisa, Shimizu, Kazuko, & Shimizu, Fujio. 2005. Quantum reflection of He* on silicon. Phys. Rev. A, **71**(May), 052901.
- [Obrecht et al. , 2007] Obrecht, J. M., Wild, R. J., & Cornell, E. A. 2007. Measuring electric fields from surface contaminants with neutral atoms. Phys. Rev. A, **75**(Jun), 062903.
- [Ockeloen et al. , 2013] Ockeloen, Caspar F., Schmied, Roman, Riedel, Max F., & Treutlein, Philipp. 2013. Quantum Metrology with a Scanning Probe Atom Interferometer. Phys. Rev. Lett., **111**(Oct), 143001.
- [O’Hara et al. , 2001] O’Hara, K. M., Gehm, M. E., Granade, S. R., & Thomas, J. E. 2001. Scaling laws for evaporative cooling in time-dependent optical traps. Phys. Rev. A, **64**(Oct), 051403.
- [Pasquini et al. , 2004] Pasquini, T. A., Shin, Y., Sanner, C., Saba, M., Schirotzek, A., Pritchard, D. E., & Ketterle, W. 2004. Quantum Reflection from a Solid Surface at Normal Incidence. Phys. Rev. Lett., **93**(Nov), 223201.
- [Péllisson, 2012] Péllisson, S. 2012. Étude d’états à proximité d’une surface massive - Application à l’expérience FORCA-G. Ph.D. thesis, Observatoire de Paris.
- [Péllisson et al. , 2012] Péllisson, Sophie, Messina, Riccardo, Angonin, Marie-Christine, & Wolf, Peter. 2012. Dynamical aspects of atom interferometry in an optical lattice in proximity to a surface. Phys. Rev. A, **86**(Jul), 013614.
- [Pelle, 2013] Pelle, B. 2013. Interféromètres atomiques dans un réseau optique. Ph.D. thesis, UPMC.
- [Pelle et al. , 2013] Pelle, B., Hilico, A., Tackmann, G., Beaufils, Q., & Pereira dos Santos, F. 2013. State-labeling Wannier-Stark atomic interferometers. Phys. Rev. A, **87**(2), 023601.
- [Pereira Dos Santos et al. , 2009] Pereira Dos Santos, F., Wolf, P., Landragin, A., Angonin, M.-C., Lemonde, P., Bize, S., Clairon, A., Lambrecht, A., Lamine, B., & Reynaud, S. 2009 (Apr.). Measurement of Short Range Forces Using Cold Atoms. Pages 44–52 of : Maleki, L. (ed), Frequency Standards and Metrology.
- [Pethick & Smith, 2002] Pethick, C., & Smith, H. 2002. Bose-Einstein Condensation in Dilute Gases. Cambridge University Press.

- [Poli et al. , 2011] Poli, N., Wang, F.-Y., Tarallo, M. G., Alberti, A., Prevedelli, M., & Tino, G. M. 2011. Precision Measurement of Gravity with Cold Atoms in an Optical Lattice and Comparison with a Classical Gravimeter. Phys. Rev. Lett., **106**(Jan), 038501.
- [R. Le Targat, 2013] R. Le Targat, L. Lorini, Y. Le Coq M. Zawada J. Guéna M. Abgrall. 2013. Experimental realization of an optical second with strontium lattice clocks. Nature Communications, **4**.
- [Rasel et al. , 1995] Rasel, E. M., Oberthaler, M. K., Batelaan, H., Schmiedmayer, J., & Zeilinger, A. 1995. Atom wave interferometry with diffraction gratings of light. Phys. Rev. Lett., **75**, 2633.
- [Rauch et al. , 1974] Rauch, H., Treimer, W., & Bonse, U. 1974. Test of a single crystal neutron interferometer. Phys. Lett. A, **47**, 369.
- [Reitz et al. , 2013] Reitz, D., Sayrin, C., Mitsch, R., Schneeweiss, P., & Rauschenbeutel, A. 2013. Coherence Properties of Nanofiber-Trapped Cesium Atoms. Phys. Rev. Lett., **110**(Jun), 243603.
- [Riehle et al. , 1991] Riehle, F., Kisters, Th., Witte, A., Helmcke, J., & Bordé, Ch. J. 1991. Optical Ramsey spectroscopy in a rotating frame : Sagnac effect in a matter-wave interferometer. Phys. Rev. Lett., **67**(Jul), 177–180.
- [Shimizu, 2001] Shimizu, Fujio. 2001. Specular Reflection of Very Slow Metastable Neon Atoms from a Solid Surface. Phys. Rev. Lett., **86**(Feb), 987–990.
- [Sparnaay, 1958] Sparnaay, M.J. 1958. Measurements of attractive forces between flat plates. Physica, **24**(6), 751 – 764.
- [Steck, 2010] Steck, D. A. 2010. Rubidium 87 D line data. <http://steck.us/alkalidata>.
- [Sugarbaker et al. , 2013] Sugarbaker, Alex, Dickerson, Susannah M., Hogan, Jason M., Johnson, David M. S., & Kasevich, Mark A. 2013. Enhanced Atom Interferometer Readout through the Application of Phase Shear. Phys. Rev. Lett., **111**(Sep), 113002.
- [Sukenik et al. , 1993] Sukenik, C. I., Boshier, M. G., Cho, D., Sandoghdar, V., & Hinds, E. A. 1993. Measurement of the Casimir-Polder force. Phys. Rev. Lett., **70**(Feb), 560–563.
- [Tackmann, 2013] Tackmann, G. 2013. Raman interferometry with free-falling and trapped atoms. Ph.D. thesis, Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover, Université Pierre et Marie Curie (Paris 6).
- [Tackmann et al. , 2011] Tackmann, G., Pelle, B., Hilico, A., Beaufils, Q., & Pereira dos Santos, F. 2011. Raman-laser spectroscopy of Wannier-Stark states. Phys. Rev. A, **84**(6), 063422.
- [Tarallo et al. , 2014] Tarallo, M. G., Mazzoni, T., Poli, N., Sutyryn, D. V., Zhang, X., & Tino, G. M. 2014. Test of Einstein Equivalence Principle for 0-spin and half-integer-spin atoms : Search for spin-gravity coupling effects. ArXiv e-prints, Mar.

- [van Blokland & Overbeek, 1978] van Blokland, Peter H. G. M., & Overbeek, J. Theodor G. 1978. van der Waals forces between objects covered with a chromium layer. J. Chem. Soc., Faraday Trans. 1, **74**, 2637–2651.
- [Wannier, 1960] Wannier, G. H. 1960. Wave Functions and Effective Hamiltonian for Bloch Electrons in an Electric Field. Phys. Rev., **117**(Jan), 432–439.
- [Yudin et al., 2010] Yudin, V. I., Taichenachev, A. V., Oates, C. W., Barber, Z. W., Lemke, N. D., Ludlow, A. D., Sterr, U., Lisdat, Ch., & Riehle, F. 2010. Hyper-Ramsey spectroscopy of optical clock transitions. Phys. Rev. A, **82**(Jul), 011804.
- [Zener, 1932] Zener, C. 1932. Non-Adiabatic Crossing of Energy Levels. Proc. Roy. Soc. Lond. Ser. A, **137**, 696–702.
- [Zhou et al., 2013] Zhou, M.-K., Pelle, B., Hilico, A., & Pereira dos Santos, F. 2013. Atomic multiwave interferometer in an optical lattice. Phys. Rev. A, **88**(Jul), 013604.

RÉSUMÉ

Ce mémoire présente la réalisation d'un dispositif expérimental de deuxième génération pour le projet FORCA-G (FORce de CASimir et Gravitation à courte distance). L'objectif de ce projet est la mesure des interactions à faible distance entre un atome et une surface massive. La mesure de force est réalisée à l'aide d'interféromètres atomiques utilisant des atomes confinés dans un réseau optique 1D vertical basé sur le déplacement des atomes de puits en puits. La dégénérescence des niveaux d'énergies des atomes dans les puits du réseau est levée par la force que l'on cherche à mesurer. Des transitions Raman permettent de séparer les atomes dans des puits adjacents, puis de les recombinaer, créant ainsi un interféromètre atomique qui permet de mesurer la différence d'énergie entre puits, liée à la fréquence de Bloch ν_B du réseau. Ce travail présente la mise en place d'un dispositif proprement dédié au projet, qui permettra à terme de mesurer les forces à faible distance. Il rend compte des améliorations obtenues en configuration de gravimètre sur la sensibilité court terme de la mesure qui atteint $\frac{\delta\nu}{\nu_B} = 5 \times 10^{-6}$ à 1 s. Il regroupe l'étude des limitations de la sensibilité, de l'exactitude et l'étude de la perte de contraste des interféromètres. Il présente aussi la mise en place d'une étape supplémentaire : l'implémentation d'un piège dipolaire visant obtenir un échantillon d'atomes plus dense et plus froid.

Mots-clés : interférométrie atomique, Casimir-Polder, métrologie, atomes froids, capteur inertielle, réseau optique

ABSTRACT

This thesis presents the second version of the experiment FORCA-G (FORce de CASimir et Gravitation à courte distance). The purpose of this experiment is the measurement of short-range interactions between an atom and a massive surface. The measurement is realised thanks to atom interferometers using atoms trapped in a 1D vertical optical lattice. The energy levels of atoms in such a trap are shifted from lattice site to another by the force we aim at measuring. We move the atoms from site to site using counterpropagative Raman transitions. The atoms are moved from Δm sites only if the Raman frequency matches $\nu_{HFS} + \Delta m \times \nu_B$ where ν_B is the Bloch frequency and represents the amount of potential energy between 2 wells in the case where the atoms are far from the surface. This work presents the implementation of a setup properly dedicated to FORCA-G in which the measurement of short range forces will be possible. It presents the improved short term sensitivity achieved of $\frac{\delta\nu}{\nu_B} = 5 \times 10^{-6}$ at 1 s. It contains the studies of the limits in the sensitivity, the accuracy, and the contrast losses. This also presents the implementation of a dipolar trap to further cool the atoms and increase their density.

Key-words : atom interferometry, Casimir-Polder, metrology, cold atoms, inertial sensor, optical lattice