



HAL
open science

Mesure des interactions atomes-surface avec un capteur quantique à atomes froids

Yann Balland

► **To cite this version:**

Yann Balland. Mesure des interactions atomes-surface avec un capteur quantique à atomes froids. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Sorbonne Université, 2024. Français. NNT : 2024SORUS134 . tel-04680406

HAL Id: tel-04680406

<https://theses.hal.science/tel-04680406v1>

Submitted on 28 Aug 2024

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
DE SORBONNE UNIVERSITÉ**

Spécialité : Physique

École doctorale n°564 : Physique en Île-de-France

réalisée

au SYRTE – Systèmes de Référence Temps-Espace

sous la direction de Franck PEREIRA DOS SANTOS

présentée par

Yann BALLAND

pour obtenir le grade de :

DOCTEUR DE SORBONNE UNIVERSITÉ

Sujet de la thèse :

**Mesure des interactions atomes-surface avec un capteur
quantique à atomes froids**

soutenue le 11 avril 2024

devant le jury composé de :

M.	David GUÉRY-ODELIN	Rapporteur
M.	Athanasios LALLOTIS	Rapporteur
M.	Igor FERRIER-BARBUT	Examineur
M ^{me}	Valentina PARIGI	Présidente du jury
M.	Franck PEREIRA DOS SANTOS	Directeur de thèse

Remerciements

Pendant un peu plus de trois ans, j'ai réalisé les travaux présentés dans cette thèse au sein du laboratoire SYRTE, à l'Observatoire de Paris, grâce au bénéfice d'une bourse doctorale de l'EDPIF. J'aimerais remercier ici tous ceux qui m'y ont aidé à accomplir cette thèse au sein d'un environnement de travail plaisant.

Je voudrais commencer par chaleureusement remercier Franck Pereira dos Santos, qui a commencé par me proposer ce sujet de thèse, puis m'a encadré et guidé tout du long de ce travail, avec toujours d'excellents conseils. Encore merci à lui.

Le directeur du laboratoire, Arnaud Landragin, m'a gentiment accueilli avec ses très nombreux conseils et anecdotes.

Les membres de l'équipe Interférométrie Atomique et Capteurs Inertiels, Sébastien Merlet, Quentin Beauvils, Leonid Sidorenkov et Carlos Garrido Alzar, m'ont donné de nombreux conseils et coups de main techniques, allant de la technique du taraudage aux mérites comparés des méthodes de filtration de la polarisation optique.

J'ai eu le plaisir de longuement partager mon bureau avec Robin Corgier, et de tout aussi longuement discuter avec lui, avec une productivité finale variable.

Luc Absil, dont j'ai pris la suite sur l'expérience ForcaG, m'a montré tous les secrets de fonctionnement de l'expérience, et me l'a léguée dans un excellent état qui m'a permis de facilement continuer son utilisation.

J'ai pu joyeusement collaborer, bavarder et longuement déjeuner avec les nombreux thésards du SYRTE, déjà partis ou encore présents : Maxime, Diego, Nathan, Benoît, Étienne, Ramiz, Tengfei, Mohammed, Raphaël, Romain. Merci en particulier à Joël Gomes et Louis Pageot pour leur soutien logistique à l'organisation de ma soutenance de thèse.

Les autres chercheurs du laboratoire, en particulier ceux des temps et fréquence, m'ont également apporté occasionnellement leur aide sur des sujets divers et variés, tout en me faisant découvrir le monde des horloges et références de temps. En particulier, Rodolphe Le Targat et Pacôme Delva ont accepté de jouer le rôle de tuteurs durant mon doctorat et de m'aider dans mes répétitions de soutenance.

Enfin, les différents services techniques du SYRTE, et en particulier Marine Pailler au service administration-gestion, Pascal Blondé au service informatique et Michel Lours et José Pinto à l'électronique, m'ont apporté un indispensable support matériel, et sans eux mon travail de thèse aurait été beaucoup plus difficile.

*À Mamie-Lise,
qui m'aura accompagné tout le long de ce doctorat et des années qui l'ont précédé,
mais n'aura pas pu assister à son aboutissement.*

Table des matières

I	Introduction	1
I.1	Interactions à courte distance et cinquième force	1
I.2	Forces de Casimir-Polder	4
I.3	État de l’art des mesures locales de force	7
I.4	Mesures expérimentales des interactions Casimir-Polder	12
I.5	Le projet ForcaG	14
I.5.1	Principe de fonctionnement	14
I.5.2	Historique de l’expérience	14
II	Interférométrie atomique dans un réseau	17
II.1	Échelle de Wannier-Stark	17
II.1.1	Potentiel dipolaire	17
II.1.2	Ondes de Bloch	18
II.1.3	Oscillations de Bloch	20
II.1.4	États de Wannier-Stark	21
II.2	Interférométrie Raman	24
II.2.1	Transitions Raman dans un réseau	24
II.2.2	Interférométrie atomique	28
II.3	Échelle de Wannier-Stark à proximité d’une surface	34
II.3.1	États de Wannier-Stark modifiés par la surface	34
II.3.2	Impact sur la mesure de force	36
III	Dispositif expérimental	43
III.1	Refroidissement laser	43
III.2	Refroidissement évaporatif	45
III.3	Transport des atomes	48
III.3.1	Principe de l’ascenseur de Bloch	48
III.3.2	Mise en place expérimentale	51
III.3.3	Performances	54
III.3.4	Améliorations possibles à l’ascenseur	55
III.4	Piégeage des atomes	57
III.4.1	Piège mixte	57
III.4.2	Transfert dans le piège mixte et préparation des atomes	60
III.5	Interrogation des atomes	60
III.5.1	Faisceaux Raman	60
III.5.2	Micro-ondes	62

III.6	Détection et système d'imagerie	62
III.6.1	Détection par absorption	63
III.6.2	Détection par fluorescence	64
IV	Sensibilité au voisinage de la surface	71
IV.1	Contraste interférométrique	71
IV.1.1	Imperfection des impulsions Raman	71
IV.1.2	Perte de contraste et inhomogénéités de phase	72
IV.1.3	Inhomogénéités à proximité du miroir	73
IV.1.4	Inhomogénéités liées au confinement transverse	75
IV.1.5	Conclusion	80
IV.2	Bruits de mesure de la probabilité de transition	80
IV.2.1	Bruit d'imagerie	81
IV.2.2	Bruit de projection quantique	84
IV.3	Bruit de vibration	86
IV.3.1	Vibrations et bruits de phase	86
IV.3.2	Sensibilité aux vibrations	87
IV.3.3	Mesures des vibrations du miroir interne	88
IV.3.4	Correction des vibrations	94
IV.4	Autres bruits de phase	96
IV.5	Sensibilité du capteur	97
IV.5.1	Bilan des bruits de phase	97
IV.5.2	Mesure de force	97
V	Mesures de forces à courtes distances	101
V.1	Précision du contrôle de la distance au miroir	101
V.1.1	Stabilité de la distance transportée dans l'élévateur de Bloch	101
V.1.2	Mesure de la distance au miroir	103
V.2	Mesures de forces à courte distance	107
V.2.1	Protocole de mesure	107
V.2.2	Éventuels biais sur la mesure de force	109
V.2.3	Force au voisinage du miroir	113
V.3	Forces électrostatiques	115
V.3.1	Forces électrostatiques et atomes adsorbés	115
V.3.2	Modélisation	116
V.3.3	Ajustement du modèle sur les mesures	118
V.3.4	Mise en évidence de l'effet Casimir-Polder	119
V.4	Transitions uniques	121
VI	Mesures et suppression du champ électrique	125
VI.1	Protocole de mesure des champs électriques	125
VI.1.1	Amplification des effets parasites	125
VI.1.2	Réalisation expérimentale	127
VI.1.3	Protocoles de mesures	129
VI.2	Mise en évidence des champs électriques	131
VI.3	Illumination par de l'UV	134
VI.4	Mesures complètes des champs électriques	138

VI.4.1	Champ électrique généré par les électrodes	140
VII	Conclusions et perspectives	145
VII.1	Conclusion	145
VII.2	Perspectives	146
	Bibliographie	149

Introduction

I.1 Interactions à courte distance et cinquième force

Parmi les grands défis actuels de la physique demeure l'unification de la description des interactions fondamentales. Les interactions électromagnétique, nucléaire faible et nucléaire forte sont aujourd'hui bien expliquées par la théorie quantique des champs. Le modèle standard obtenu dans le cadre de cette théorie a ainsi un pouvoir explicatif et prédictif remarquable, couronné par la découverte du boson de Higgs cinquante ans après sa prédiction. De son côté, la gravitation est aujourd'hui décrite par la théorie de la relativité générale, qui possède elle aussi une excellente validation dans son domaine d'application, avec par exemple la détection d'ondes gravitationnelles prédites soixante ans auparavant.

Ces deux théories, relativité générale et théorie quantique des champs, sont cependant généralement considérées comme incompatibles, en particulier dans leur approche mathématique. De plus, certains phénomènes demeurent inexpliqués par les deux théories, citons par exemple les natures de la matière noire et de l'énergie noire, ou l'asymétrie matière-antimatière observée dans l'univers.

Pour tenter d'unifier la description de la gravitation avec celle des autres interactions fondamentales, différentes théories au-delà du modèle standard ont été proposées. Certaines de ces théories [AHNo3] prédisent des variations de la force gravitationnelle par rapport à la gravité newtonienne standard. On peut paramétrer ces déviations par un potentiel de type de Yukawa qui s'écrit sous la forme :

$$U_{\text{Yuk}}(r) = -G \frac{m_1 m_2}{r} (1 + \alpha e^{-r/\lambda}) \quad (\text{I.1})$$

avec α l'amplitude relative de la déviation à la gravitation newtonienne et λ sa portée λ . Différentes théories prédisent des déviations pour des couples $(\lambda; \alpha)$ différents. Un enjeu est donc de mesurer la gravitation à différentes échelles de distance pour observer un écart prédit par une théorie ou au contraire pour contraindre ces théories, en excluant des zones dans l'espace $(\lambda; \alpha)$ où le comportement observé de la gravitation obéit bien à une loi newtonienne dans la limite de sensibilité de la mesure.

On obtient ainsi un diagramme d'exclusion tel que celui présenté figure I.1, où différentes zones $(\lambda; \alpha)$ ont été exclues par plusieurs séries d'expériences différentes selon la portée λ sondée : des observations astronomiques (validation de la loi de Kepler), des observations géophysiques de la rotation de la Terre ou des expériences de pendules de

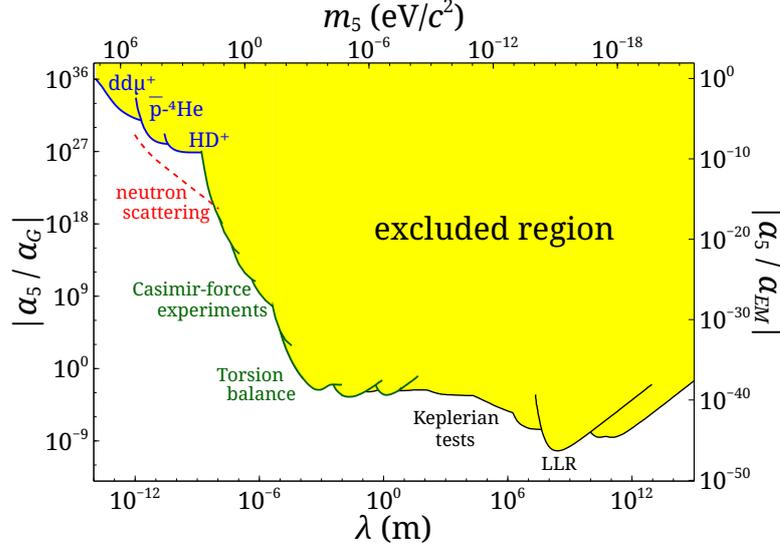


FIGURE I.1 – Diagramme d'exclusion $(\lambda; \alpha)$, des distances astrométriques aux interactions entre particules. Figure extraite de [SUK14].

torsion à l'échelle du laboratoire.

Le projet expérimental ForcaG, sur lequel j'ai effectué ma thèse, s'inscrit dans ce cadre. Son objectif premier consiste à réaliser des mesures de forces aussi sensibles que possible pour des distances de séparation micrométriques afin d'améliorer les tests de force gravitationnelle dans ce régime de distance. Pour ce faire, nous allons chercher à mesurer la force d'interaction entre un objet macroscopique (dans notre cas un miroir) et un atome placé à quelques micromètres de sa surface. À cette échelle de distance, la force newtonienne du miroir sur l'atome est beaucoup trop faible pour être perceptible, de l'ordre de 10^{-37} N pour un atome de rubidium distant de $1 \mu\text{m}$ du miroir, pour un poids de l'atome de $1,4 \times 10^{-24}$ N. Mais si l'amplitude de la déviation à cette portée micrométrique est suffisamment importante, elle pourra être détectée. Dans le cas contraire, nous pourrions cependant exclure des valeurs du couple $(\lambda; \alpha)$ pour des portées λ allant de $0,5$ à $10 \mu\text{m}$. Les zones d'exclusion telles que prévues au début du projet, compte tenu des performances attendues pour la mesure de force, sont représentées en pointillé sur la figure 1.2. Les zones déjà exclues par d'autres observations expérimentales y sont représentées, ainsi que les prédictions paramétriques de quelques modèles. Cela étant, depuis le lancement du projet, les résultats obtenus par [Chei6] ont grandement amélioré l'état de l'art actuel.

Dans ce régime de distance micrométrique, domine cependant une autre force entre l'atome et la surface, de nature électromagnétique : la force de Casimir-Polder. Cette force est purement décrite par la théorie quantique des champs et l'électromagnétisme quantique, et va s'ajouter à notre mesure de potentielles déviations à la gravitation. Les mesures de force réalisées à faible distance devront donc être corrigées de la force de Casimir-Polder pour pouvoir réaliser un test de la gravitation. L'incertitude sur la détermination théorique de cette force qu'il faut calculer pour les paramètres de l'expérience limite alors la sensibilité des tests (courbe en pointillés bleus sur la figure 1.2). Cependant, en réalisant une mesure différentielle entre deux isotopes de rubidium, qui

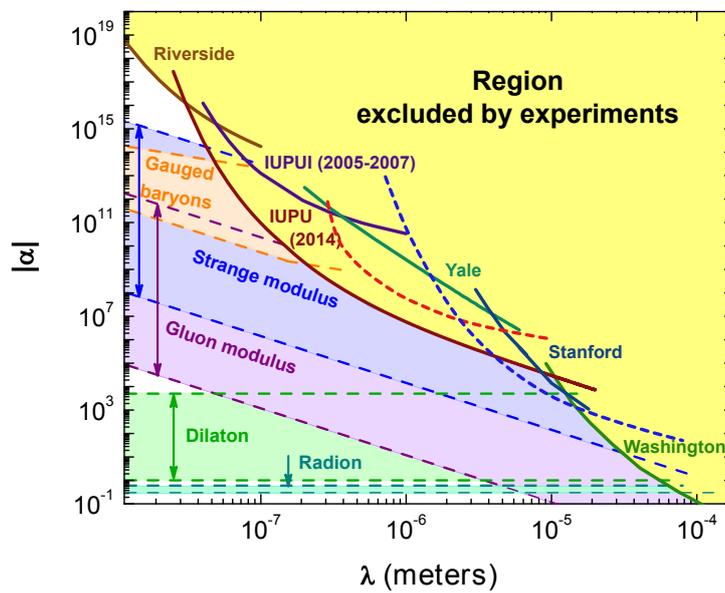


FIGURE I.2 – Diagramme d'exclusion ($\lambda; \alpha$) centré autour des portées microscopiques. Figure adaptée de [Che16]. Différentes prédictions théoriques sont représentées par des zones colorées. Les courbes en pointillés représentent les contraintes visées au début de l'expérience ForcaG il y a dix ans [Mes11; Sol16b], en soustrayant aux mesures de force un modèle théorique de la force de Casimir-Polder précis à quelques pour cent (en bleu) ou réalisant une mesure différentielle entre isotopes du rubidium (en rouge).

possèdent une polarisabilité électronique très proche et donc environ la même sensibilité à la force de Casimir-Polder, il serait possible de réaliser une mesure plus précise d'une éventuelle force gravitationnelle (courbe en pointillés rouges).

Inversement, si l'on considère une absence de gravitation non newtonienne, notre dispositif expérimental peut être un excellent capteur des interactions de Casimir-Polder pour tester les théories quantiques de champ sous-jacentes.

1.2 Forces de Casimir-Polder

Le concept de force attractive à l'échelle microscopique entre particules neutres date de 1873, avec l'introduction par Johannes Diderik van der Waals d'un terme correctif à l'équation des gaz parfaits qui correspond à la prise en compte d'une force attractive entre molécules du gaz.

L'origine de cette force pour des molécules apolaires a été expliquée par Fritz London en 1930. Sous l'effet d'un champ électrique $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$, une particule acquiert un moment dipolaire instantané \mathbf{d} créé par le déplacement des électrons de ses couches externes :

$$\mathbf{d} = \alpha \mathbf{E}(\mathbf{r}, t). \quad (1.2)$$

L'interaction entre ce dipôle induit et le champ électrique incident produit en retour une interaction dipolaire instantanée

$$V_{al} = \alpha \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)^2. \quad (1.3)$$

Lorsque les oscillations du champ électrique sont plus rapides que le mouvement de la particule, le champ électrique génère donc pour la particule polarisable un potentiel dipolaire moyen

$$U = \langle \mathbf{d} \cdot \mathbf{E} \rangle_t = -\frac{1}{2} \alpha \mathbf{E}(\mathbf{r})^2. \quad (1.4)$$

Même si la valeur moyenne du champ électrique est nulle, du fait de l'énergie du point zéro, le champ électromagnétique du vide fluctue, et le champ électrique possède donc une valeur quadratique moyenne non nulle. Ces fluctuations du champ électrique peuvent polariser une particule qui va induire un champ électrique au niveau d'une deuxième particule et l'attirer : c'est la force de London.

On trouve ainsi un potentiel qui décroît selon la distance d de séparation en d^{-6} [Dal11]. Des observations sur des particules colloïdales en suspension ont cependant montré que cette force attractive décroissait à longue portée plus rapidement qu'en d^{-6} . Cette observation a été expliquée par Hendrik Casimir et Dirk Polder en 1948 [CP48] par la prise en compte du retard dans la propagation du champ électrique dû à la vitesse finie de la lumière. La transmission du champ électrique entre deux particules n'est pas instantanée, mais du fait de corrélations résiduelles $\langle \mathbf{E}(\mathbf{r}_A, t) \mathbf{E}(\mathbf{r}_B, t) \rangle \neq 0$, un potentiel attractif demeure, mais qui décroît en d^{-7} aux distances où le retard n'est pas négligeable.

De la même façon qu'entre deux particules, Casimir et Polder ont aussi considéré la force entre une particule et un miroir parfait [CP48] et l'impact des effets de retard. Cette force peut s'interpréter intuitivement comme la force attractive entre le dipôle instantané d'une particule induit par les fluctuations du vide et son reflet dans le miroir. De manière

plus formelle, à cause de la sélection des modes \mathbf{E} du champ électromagnétique imposée par le miroir, l'équation (I.4) impose un potentiel attractif pour un miroir parfait.

La théorie de Casimir et Polder ne considère que des miroirs parfaits ($\epsilon \rightarrow +\infty$) et à température nulle. Evgeny Lifshitz a étendu cette théorie pour prendre en compte des matériaux réels, en particulier des diélectriques avec une constante diélectrique ϵ plus faible que celles des métaux, et à température non nulle.

En fonction de la distance d entre atome et miroir et de l'importance des effets de retard, on distingue trois régimes d'interactions de Casimir-Polder [APSo5] :

Régime de van der Waals Au voisinage immédiat de la surface, on peut considérer l'interaction entre dipôles comme instantanée. La force se comporte dans ce régime asymptotiquement en d^{-4} :

$$F_{\text{CP,vdW}}(d) = \frac{3\hbar}{4\pi d^4} \int_0^\infty \frac{\alpha(i\xi) \epsilon(i\xi) - 1}{4\pi\epsilon_0 \epsilon(i\xi) + 1} d\xi \quad (\text{I.5})$$

Régime de Casimir-Polder Pour des distances de l'ordre des longueurs d'onde λ_0 des transitions du système étudié (typiquement, $\lambda_0 = 780 \text{ nm}$ pour des atomes de rubidium), il est nécessaire de prendre en compte les effets de retard liés à la vitesse de propagation de la lumière. La force de Casimir-Polder évolue dans ce régime en $F_{\text{CP}} \propto d^{-5}$:

$$F_{\text{CP,CP}}(d) = -\frac{3}{2} \frac{\hbar c \alpha_0}{4\pi^2 \epsilon_0 d^5} \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 1} \varphi(\epsilon) \quad (\text{I.6})$$

Régime de Lifshitz À des distances supérieures à la longueur d'onde thermique des photons $\lambda_T = \hbar c / k_B T$ (typiquement d'environ $8 \mu\text{m}$ à température ambiante), il est nécessaire de prendre en compte le rayonnement thermique de la surface et de l'environnement de température T . Dans ce régime, la force évolue à nouveau en $F_{\text{CP}} \propto d^{-4}$:

$$F_{\text{CP,T}}(d) = -\frac{3}{4} \frac{k_B T \alpha_0}{4\pi \epsilon_0 d^4} \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 1} \quad (\text{I.7})$$

On a noté α_0 la polarisabilité statique de l'état atomique utilisé, ϵ la constante diélectrique du substrat utilisé et $\varphi(\epsilon)$ une fonction dépendant de la constante diélectrique [APSo4]. Dans notre cas, $\alpha_0 = 5,27 \times 10^{-39} \text{ J}/(\text{V}/\text{m})^2$ pour l'état fondamental du rubidium [Gre15]), $\epsilon \approx 3,9$ pour de la silice, dernière couche de notre miroir, et $\varphi(\epsilon) \approx 0,77$.

Ces trois régimes asymptotiques de distance sont illustrés figure I.3 [APSo4], ainsi qu'un calcul complet du potentiel de Casimir-Polder en utilisant la théorie de Lifshitz.

En termes de force, le calcul numérique de la force de Casimir-Polder dans les régimes asymptotiques de Casimir-Polder et de Lifshitz est représenté figure I.4 en utilisant les équations (I.6) et (I.7). On constate que la force de Casimir-Polder est d'une amplitude faible, de l'ordre du poids de l'atome à $0,75 \mu\text{m}$ du miroir. À cause de sa décroissance extrêmement rapide en d^{-5} puis en d^{-4} , il est nécessaire pour mesurer ces interactions dans la plage $1\text{--}10 \mu\text{m}$ d'avoir une résolution spatiale fine, de l'ordre de la centaine de nanomètres, et une sensibilité de l'ordre de 10^{-30} N pour obtenir une précision sur la mesure par exemple inférieure à 1% à $6 \mu\text{m}$ de la surface ou inférieure à 10% à $10 \mu\text{m}$.

Du fait de ce prérequis en sensibilité, il n'existe que très peu de mesures expérimentales des interactions de Casimir-Polder dans cette plage de distance. Comme nous allons le

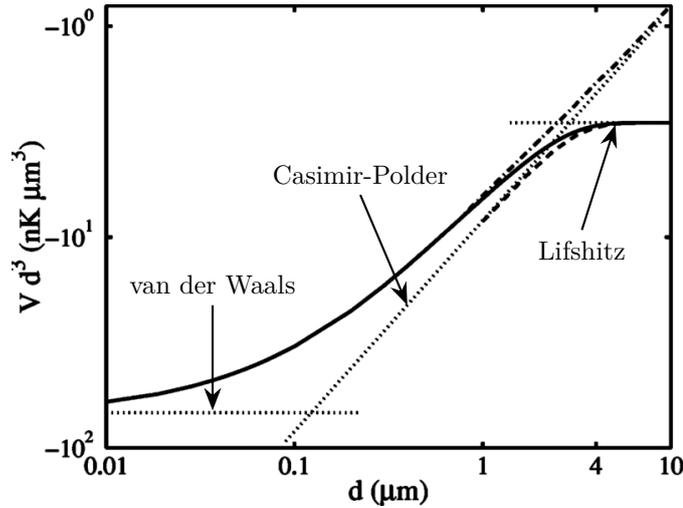


FIGURE I.3 – Potentiel de Casimir-Polder, en fonction de la distance de séparation d atome-surface. Figure tirée de [APSo4]. La courbe pleine représente un calcul complet des interactions utilisant la théorie de Lifshitz, les courbes en pointillés les asymptotes des trois régimes d’interactions de van der Waals, de Casimir-Polder et de Lifshitz.

voir dans la section suivante, si plusieurs observations expérimentales ont été réalisées pour des distances de séparation inférieure au micromètre, il n’existe actuellement qu’une seule série de mesures pour des distances supérieures, précise à 10 % pour une séparation de 6 à 7 μm [Har05; Obro7].

Ce régime de distance demeure donc une *terra incognita* expérimentale. Y mesurer la force de Casimir-Polder permettrait de valider certaines prédictions de l’électromagnétisme quantique, et en particulier la transition prédite par la théorie de Lifshitz entre les régimes d’évolution de Casimir-Polder et de Lifshitz qui n’a jamais été observée [Lal21].

De son côté, la force de Casimir entre deux miroirs macroscopiques, engendrée également par l’énergie de point zéro du vide et prédite en 1948 par Casimir à la suite de ses travaux sur les interactions entre atome et miroir, a été quant à elle mesurée plus précisément. La force est d’une plus grande amplitude (de l’ordre de quelques 10^{-10} N entre une sphère macroscopique et une plaque métallique), et mesurable avec des méthodes classiques de mécanique. Des sensibilités de quelques pour cent ont été ainsi obtenues [Sus11b]. La limitation sur les mesures provient alors de champs électrostatiques parasites. À cause du phénomène de *patches* de potentiel variable dans le matériau — dus à l’oxydation, à l’adsorption d’impuretés ou tout simplement à des défauts dans la structure cristalline du métal — des forces électrostatiques résiduelles s’ajoutent à la force de Casimir. Les difficultés de l’estimation et de la soustraction de ces forces limitent en pratique l’exactitude de la mesure de la force de Casimir et donc le pouvoir de test de la théorie quantique de champ par la mesure de cette force.

La mesure de la force de Casimir-Polder entre un miroir réel et un atome — objet quantique extrêmement bien décrit — serait potentiellement moins sensible à ce phénomène et donc pourrait permettre un meilleur test, même si comme nous allons le voir section V.3, un atome reste sensible aux champs électrostatiques parasites.

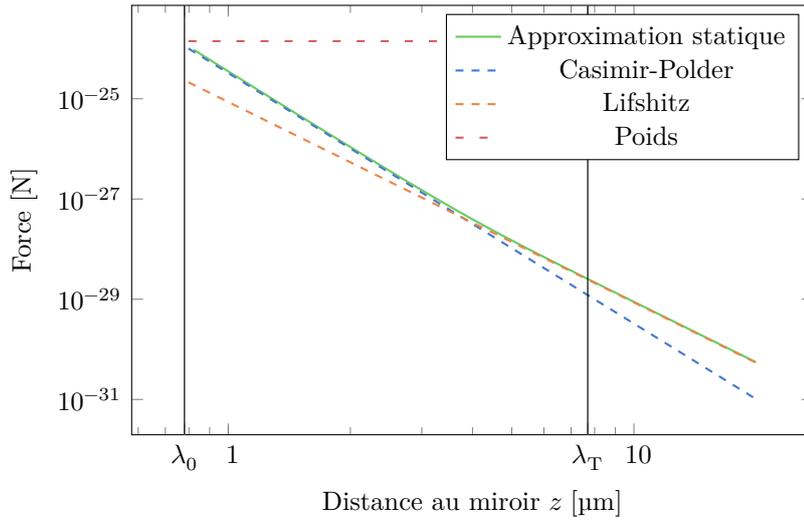


FIGURE I.4 – Comportement asymptotique ($z \rightarrow +\infty$) de la force de Casimir-Polder pour un atome de rubidium dans le régime de Casimir-Polder (équation (I.6), en bleu) et de Lifshitz (équation (I.7), en orange). Le régime de Casimir-Polder domine pour des distances comprises entre λ_0 et la longueur d’onde thermique λ_T , le régime de Lifshitz domine pour $z \gg \lambda_T$. La courbe verte représente un calcul de la force de Casimir-Polder dans l’approximation statique [APSo4], qui permet de décrire la transition entre ces deux régimes. L’amplitude de la force gravitationnelle sur un atome de rubidium est représentée en pointillés rouges.

De plus, l’ingénierie des interactions de Casimir et de Casimir-Polder présente un intérêt croissant pour la conception de microsystèmes [Lal21]. La force de Casimir est par exemple impliquée dans les phénomènes d’adhérence dans les microsystèmes mécaniques [BR01]. En modifiant les propriétés électriques des matériaux de surface — par exemple avec l’utilisation de métamatériaux topologiques —, il est possible d’ajuster l’amplitude des interactions de Casimir ou de Casimir-Polder [Cha18], jusqu’à rendre possible la création de forces répulsives, très utiles pour la manipulation d’atomes dans des microsystèmes quantiques. Pour pouvoir tester et caractériser les propriétés de tels matériaux, il est nécessaire de disposer d’une plateforme expérimentale capable de mesurer la force entre un atome et une surface à une sensibilité suffisante.

I.3 État de l’art des mesures locales de force

Nous allons présenter ici un bref aperçu général des méthodes de mesures de forces à des échelles microscopiques et de l’état de l’art de tels capteurs. Une liste de ces capteurs de force microscopique est présentée table I.1. Certains de ces capteurs sont parvenus à mesurer avec succès des forces directement au voisinage d’une surface (avec une distance de séparation indiquée dans la table), mais la majorité a été utilisée dans le vide, loin de tout objet.

Ces capteurs réalisent leurs mesures de force en utilisant tous les mêmes principes physiques de base, que je vais présenter ainsi que leurs avantages respectifs.

Système	Sensibilité	Type de mesure	Distance à une surface	Réf.
pendule de torsion	1×10^{-11} N	DC	0,7 – 8 μ m	[Sus11a]
microscope à force atomique	10^{-11} N	DC	100 – 900 nm	[MR98]
nanobille (\varnothing 300 nm)	3×10^{-17} N/ $\sqrt{\text{Hz}}$	3D, DC	20 – 100 μ m	[Bla19]
ion unique	4×10^{-19} N/ $\sqrt{\text{Hz}}$	3D, DC		[Blū18]
chaîne de 3 ions	3×10^{-21} N/ $\sqrt{\text{Hz}}$	DC	\approx 1 mm	[Har10]
microsystème électromécanique	1×10^{-14} N/ $\sqrt{\text{Hz}}$	307 Hz	0,2 – 1 μ m	[Che16]
nanobille (\varnothing 10 μ m)	1×10^{-18} N/ $\sqrt{\text{Hz}}$	50 Hz		[Mon20]
nanobille (\varnothing 300 nm)	2×10^{-18} N/ $\sqrt{\text{Hz}}$	3 kHz		[Ran16]
microscope à force atomique	8×10^{-19} N/ $\sqrt{\text{Hz}}$	5 kHz		[MR01]
nanobille (\varnothing 40 nm)	9×10^{-20} N/ $\sqrt{\text{Hz}}$	\approx 10 kHz		[Hem17]
ion unique	3×10^{-20} N/ $\sqrt{\text{Hz}}$	1 kHz		[SO17]
nanotube de carbone	1×10^{-20} N/ $\sqrt{\text{Hz}}$	4 MHz		[Mos13]
cristal de 100 ions	4×10^{-22} N/ $\sqrt{\text{Hz}}$	860 kHz		[Bie10]
atomes froids en cavité	4×10^{-23} N/ $\sqrt{\text{Hz}}$	110 kHz		[Sch14]
cristal de 150 ions	4×10^{-26} N/ $\sqrt{\text{Hz}}$	1 MHz		[Gil21]
microsystème électromécanique	4×10^{-7} N/m	gradient	160 – 750 nm	[Dec03]
nanofil	$\approx 10^{-9}$ N/m	gradient		[dLép17]
condensat de Bose	3×10^{-23} N/m	gradient		[Har05]
nanobille (\varnothing 600 nm)	1×10^{-17} N	DC		[Heb18]
condensat dans un réseau	2×10^{-26} N/ $\sqrt{\text{Hz}}$	2D, DC		[Guo22]
atomes froids dans un réseau	3×10^{-29} N	DC	\gtrsim 15 μ m	[Sor09]
atomes froids dans un réseau (refroidissement évaporatif)	7×10^{-30} N/ $\sqrt{\text{Hz}}$	DC		[Ala18b]
atomes froids dans un réseau (mélasse)	3×10^{-30} N/ $\sqrt{\text{Hz}}$	DC		[Ala18b]
atomes froids dans un réseau	2×10^{-30} N/ $\sqrt{\text{Hz}}$	DC		[Tar14]

TABLE I.1 – Sensibilité en force de différentes expériences à l'état de l'art utilisant des atomes froids ou des ions, avec quelques exemples utilisant des systèmes à des échelles différentes. Les expériences sont regroupées en quatre blocs : les mesures de force statique par mesure de déplacement dans un potentiel harmonique ; les mesures de forces à résonance d'un oscillateur harmonique ; les mesures de gradient de force statique ; les mesures de forces par mesure de l'impulsion ou d'une fréquence de Bloch. Quand les mesures ont été effectuées à une proximité d'une surface, la distance de séparation est donnée. Les sensibilités indiquées seulement en Newton correspondent à des sensibilités données sans indication du temps de cycle.

Forces statiques

La méthode la plus directe pour mesurer une force appliquée sur une masse m est de la confiner dans un potentiel harmonique $U(z) = 1/2 m\omega_0^2 z^2$. En appliquant une force F_{ext} sur cette masse, le potentiel de piégeage va exercer à l'équilibre une force de rappel $F_r(z) = k_0 z$ avec une constante de raideur $k_0 = m\omega_0^2$. En mesurant à l'équilibre le déplacement δz effectué par la masse et connaissant ω_0 , on en déduit directement la force $F_{\text{ext}} = m\omega_0^2 \delta z$; c'est par exemple le principe de fonctionnement des dynamomètres mécaniques.

En pratique, pour des objets macroscopiques, on utilise comme potentiel harmonique une poutre en torsion ou en porte-à-faux. Ainsi, depuis l'expérience pionnière de Cavendish en 1798 de la mesure de la constante gravitationnelle, les pendules de torsion sont utilisées pour des mesures sensibles de force. La première mise en évidence expérimentale de la force de Casimir [Lam97] est basé sur un tel pendule de torsion qui a permis d'atteindre une sensibilité d'environ 2×10^{-10} N, de 5% de la force mesurée. En utilisant le même principe de déformation de poutre à des échelles plus microscopiques, on parlera plutôt de microsysteme électromécanique (MEMS) ou de microscope à force atomique.

Il n'est pas nécessaire d'utiliser un objet mécanique, on peut de la même façon mesurer une force appliquée sur une particule microscopique (nanosphère de silice ou ion ou atome froid) piégée dans un potentiel harmonique (optique, magnétique ou radiofréquence) en observant son déplacement dans le piège. En utilisant un ion piégé, on peut ainsi mesurer directement des forces électrostatiques avec une sensibilité de l'ordre de 10^{-20} N/ $\sqrt{\text{Hz}}$ [Har10; Blū18].

Un tel dispositif nécessite néanmoins d'imager et de distinguer des déplacements extrêmement fins, par exemple de $0,03 \mu\text{m}/\text{zN}$ dans [Har10]. De plus, ces déplacements sont statiques, et donc difficiles à discerner du fond constant. Il est également nécessaire de calibrer le potentiel de piégeage. Cette calibration peut se faire par exemple selon les systèmes par thermométrie [Blū18] ou par application d'une force électrostatique connue [Ran16], mais va être une source d'incertitude.

Forces oscillantes

On peut grandement améliorer la sensibilité en force en ne cherchant plus à mesurer des forces statiques, mais des forces oscillant à la fréquence de résonance ω_0 du piège harmonique. La particule de test va alors osciller à la même fréquence avec une amplitude Z amplifiée par le facteur de qualité Q du piège. En utilisant un piège très faiblement amorti et donc avec un facteur de qualité $Q \gg 1$, on pourra détecter des forces d'amplitudes $F_{\text{ext}} m\omega_0^2 Z/Q$ avec une meilleure sensibilité que dans le cas statique à pouvoir de résolution spatiale identique. Le signal, avec une fréquence bien spécifique, s'extrait aussi plus facilement.

C'est avec cette méthode qu'ont été réalisées les meilleures contraintes aujourd'hui d'un hypothétique potentiel de Yukawa [Che16] de portée micrométrique, en mesurant avec un microsysteme électromécanique la force exercée sur une masse de test par un disque en rotation divisé en zones composées de deux métaux de densité différente, abrités derrière un bouclier en or pour homogénéiser la force de Casimir sur toutes les zones. En présence d'un potentiel de Yukawa suffisamment important, les deux métaux auraient

exercé à la fréquence de rotation du disque une force gravitationnelle détectable sur la masse de test.

Un dernier avantage d'un oscillateur harmonique est la possibilité d'utiliser diverses méthodes de détection de l'amplitude de vibration qui peuvent être plus sensibles que l'imagerie de la position d'une particule microscopique : vélocimétrie Doppler [Bie10 ; SO17], transmission optique d'une cavité [GPK10 ; Sch14] ou même l'intrication entre états internes et états vibrationnels pour réaliser une mesure sous le bruit de projection quantique [Gil21].

Pour un oscillateur harmonique amorti à température finie, la sensibilité en force va être limitée par la densité spectrale de bruit thermique qui s'écrit [Mos13] :

$$S_F = 4k_B T m \omega_0 / Q \quad (\text{I.8})$$

Pour atteindre les meilleures sensibilités, il faut donc opter pour des objets microscopiques [Mos13] ou les refroidir cryogéniquement [MR01]. Les ions et atomes froids sont pour cet objectif de très bonnes particules de test, avec des masses de l'ordre de 10^{-25} kg et un refroidissement laser accessible. Cependant, le régime de Lamb-Dicke dans lequel sont piégés les ions pour leur refroidissement par bande latérale va fortement contraindre les fréquences de piégeage. Un capteur de force à ion froid ne sera donc résonnant qu'à des fréquences élevées supérieures à la centaine de kilohertz.

Gradient de force

Si nous ne pouvons pas utiliser un oscillateur harmonique pour chercher à mesurer la force statique exercée par un miroir, il est toutefois possible d'utiliser en tel système pour mesurer une grandeur mécanique statique : le gradient de force. En effet, si la force n'est pas homogène, elle va perturber le potentiel harmonique et modifier sa fréquence de résonance qui devient au premier ordre :

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 + \frac{1}{m} \frac{\partial F_{\text{ext}}}{\partial z}} \approx \omega_0 + \frac{1}{2m\omega_0} \frac{\partial F_{\text{ext}}}{\partial z} \quad (\text{I.9})$$

En mesurant les variations spatiales de fréquence d'oscillation d'une particule dans un oscillateur harmonique, on va pouvoir cartographier le gradient de force externe.

Cette méthode présente l'avantage direct de nécessiter une mesure de fréquence plutôt qu'une mesure de position comme dans le cas du potentiel harmonique statique. Il sera possible d'accéder à une meilleure sensibilité relative, puisque plutôt que devoir calibrer les dimensions spatiales du système de détection, il suffira de comparer la fréquence d'oscillation à celle d'une horloge, instrument qui est aujourd'hui le plus sensible et le plus exact.

Les mesures les plus précises encore aujourd'hui de l'effet Casimir ont été réalisées de cette façon, en mesurant à l'aide d'un microsystème électromécanique le gradient de la force entre une sphère et une plaque métalliques qui est directement relié à la pression entre deux plaques métalliques [Deco3 ; Deco7]. Des incertitudes relatives sur la pression de Casimir allant de 0,2 % à 200 nm à 10 % à 750 nm ont été ainsi obtenues [Deco7].

En utilisant le même principe de mesure de gradient de force avec un condensat de Bose-Einstein (BEC) oscillant dans un potentiel magnétique harmonique au voisinage d'une surface, une série d'expérience du groupe de Cornell à Boulder a réussi à mettre

en évidence la force de Casimir-Polder [Har05] et sa dépendance à la température de la surface [Obro7].

Force statique et chute libre

On peut s'affranchir de la limite (I.8) en ne piégeant pas la particule, et observant l'effet de la force sur son impulsion. En chute libre, en appliquant une force \mathbf{F}_{ext} pendant une durée Δt sur une particule, son impulsion va être modifiée :

$$\frac{\mathbf{q}_f - \mathbf{q}_i}{\Delta t} = \mathbf{F}_{\text{ext}} \quad (\text{I.10})$$

La limitation de cette méthode est la nécessité de limiter le déplacement de la particule pour s'assurer de bien mesurer une force locale. On peut utiliser un temps de chute libre très faible (par exemple une centaine de microsecondes dans [Heb18]), mais une méthode plus pratique est de tirer parti d'un phénomène quantique surgissant dans les potentiels périodiques : les oscillations de Bloch.

D'après le théorème de Bloch, nous pouvons étiqueter les états propres de l'hamiltonien en présence d'un potentiel périodique de période a sous la forme $|n, q\rangle$ où n est l'index de bande et q la quasi-impulsion. Ces états propres sont périodiques en q , de période $2\pi/a$. Lors de l'application d'une force, un état de Bloch $|n, q(0)\rangle$ évolue en l'état $|n, q(t)\rangle$ avec un défilement de la quasi-impulsion à la vitesse F/\hbar [Ben96] :

$$q(t) = q(0) + Ft/\hbar \quad (\text{I.11})$$

À cause de la périodicité de la quasi-impulsion, au bout d'une période $\tau_B = h/aF$, la fonction d'onde est revenue dans son état initial. On observe ainsi un comportement oscillant du système, avec une fréquence dite de Bloch

$$\nu_B = Fa/h. \quad (\text{I.12})$$

On peut se servir de ce phénomène d'oscillations périodiques pour piéger des atomes dans un réseau optique, même de faible profondeur.

En piégeant des atomes dans un réseau 2D, [Guo22] est parvenu à mesurer des forces appliquées sur des atomes dans deux directions en mesurant l'impulsion gagnée par les atomes. Le piégeage des atomes dans le réseau permet de réaliser une mesure locale de la force.

En piégeant les atomes sur plusieurs secondes, on peut également observer directement, sur la position comme sur l'impulsion du nuage atomique, le phénomène périodique des oscillations de Bloch. On peut alors mesurer la fréquence de Bloch, ce qui permet de remonter directement à la force appliquée d'après l'équation (I.12) en connaissant le pas du réseau [Car05]. De cette manière, on combine long temps de mesure et mesure de fréquence, ce qui permet d'obtenir des sensibilités en force de 3×10^{-29} N [Sor09].

Enfin, plutôt que de chercher à mesurer la période des oscillations, il est possible de mesurer directement la fréquence de Bloch en modulant le réseau [Tar12] — en amplitude ou en phase. Le nuage se délocalise quand la fréquence de modulation est résonnante avec la fréquence de Bloch. En mesurant la taille du nuage après une durée d'évolution dans le réseau modulé, on peut alors directement retrouver la fréquence de Bloch sans avoir

à observer les oscillations de Bloch [Tar14]. Une sensibilité record de $2 \times 10^{-30} \text{ N}/\sqrt{\text{Hz}}$, mais loin d'une surface, a été obtenue de cette manière [Tar14].

Pour comprendre cet élargissement du nuage à résonance, il est préférable d'introduire une autre représentation (qui va être décrite plus en détail au chapitre suivant) : les échelles de Wannier-Stark. Plutôt que de définir les états propres dans la base des ondes de Bloch $\varphi_{n,q}$, en négligeant le couplage entre bandes on peut définir une base de pseudoétats propres de Wannier-Stark $|\text{WS}_{n,m}\rangle$. Chaque état $|\text{WS}_{n,m}\rangle$ est centré sur le puits m du réseau et a une énergie $E_m = m a F = m h \nu_B$ [Har04]. Les oscillations de Bloch peuvent alors s'interpréter comme l'évolution de l'interférence des états de Wannier-Stark : après un temps τ_B , chaque état a acquis une phase multiple de 2π et la fonction d'onde totale est revenue dans son état initial. En mesurant par spectroscopie la différence d'énergie entre deux états $|\text{WS}_{n,m}\rangle$ et $|\text{WS}_{n,m+1}\rangle$, centrés sur les puits du réseau m et $m+1$, on mesure directement la force F appliquée sur les atomes.

C'est de cette manière qu'est réalisée la mesure de fréquence de Bloch dans [Tar14]. Les états de Wannier-Stark sont couplés par les phonons créés par l'excitation du réseau, et lorsque les phonons sont résonnants avec un multiple de la fréquence de Bloch, les fonctions d'onde atomiques vont se délocaliser sur plusieurs états de Wannier-Stark et le nuage atomique va s'étendre sur des puits qui n'étaient précédemment pas peuplés.

Dans notre expérience ForcaG, nous utilisons un principe de mesure analogue, basé sur l'utilisation d'atomes piégés dans un réseau et sur la mesure de la fréquence de Bloch, mais le couplage entre états de Wannier-Stark voisins est réalisé différemment, en stimulant des transitions optiques Raman avec des lasers externes.

Interféromètres atomiques

Pour conclure cette revue des capteurs de force, citons les interféromètres atomiques qui sont capables en faisant interférer des ondes de matière de réaliser des mesures extrêmement sensibles d'accélération : $5,7 \times 10^{-8} \text{ m}^2/\text{s}$ pour le gravimètre du SYRTE [Gil14] et $2,2 \times 10^{-8} \text{ m}^2/\text{s}$ [Zha23] pour l'état de l'art, soit en termes de poids respectivement $8 \times 10^{-33} \text{ N}/\sqrt{\text{Hz}}$ et $3 \times 10^{-33} \text{ N}/\sqrt{\text{Hz}}$.

Cependant ces capteurs ne mesurent pas une force en tant que telle, mais des effets inertiels : dans le cas des gravimètres, l'accélération de chute des atomes dans le référentiel du capteur due à la pesanteur. De plus, la plupart des interféromètres atomiques utilisent des atomes en chute libre ou guidés dans leur mouvement [Gei20], qui ne permettent donc pas de réaliser une mesure localisée de la force.

1.4 Mesures expérimentales des interactions Casimir-Polder

Nous allons présenter ici brièvement les principaux résultats expérimentaux concernant les mesures des interactions de Casimir-Polder. Pour une description plus exhaustive, il est possible de se référer à [Lal21].

Comme référencé table 1.1, très peu des capteurs de force présentés à la section précédente ont réalisé des mesures directes de force à proximité d'une surface. Plusieurs expériences ont réussi à mesurer la force de Casimir en utilisant des objets macroscopiques à une distance submicrométrique d'une surface métallique [Lam97 ; MR98 ; Deco3 ; Sus11b], mais aucune mesure directe de la force de Casimir-Polder en tant que *force* entre

un atome et une surface n'a été réalisée. Une expérience à Florence [Sorog] a approché des atomes à une distance de $15\ \mu\text{m}$ d'un miroir, mais n'avait pas la sensibilité pour mettre en évidence la force de Casimir-Polder à cette distance.

D'autres expériences sont néanmoins parvenues à mesurer les interactions de Casimir-Polder à l'aide d'observables mécaniques, c'est-à-dire par l'observation du mouvement des atomes :

- La première mise en évidence expérimentale de la force de Casimir-Polder a mesuré de manière indirecte la déviation d'un jet atomique à proximité d'une surface sous l'effet de la force de Casimir-Polder [Suk93]. La résolution d'environ 15 % a été suffisante pour distinguer le régime de Casimir-Polder du régime de van der Waals pour des distances de séparation comprises entre $0,75$ et $1,15\ \mu\text{m}$.
- En utilisant la réflexion d'atomes d'énergie cinétique donnée sur le potentiel dipolaire d'une onde évanescente modifié par le potentiel de Casimir-Polder, ce dernier a été mesuré avec une précision de 25 % entre 160 et $220\ \text{nm}$, avec une résolution spatiale de $30\ \text{nm}$ [Lang6 ; Ben10].
- Comme mentionné précédemment, le groupe de Cornell est quant à lui parvenu à mesurer le gradient de la force de Casimir-Polder, en observant la perturbation de la fréquence d'oscillation d'un oscillateur harmonique sous l'effet de la force. Avec ce dispositif, l'effet Casimir-Polder a été mis en évidence pour des distances d'environ $6\ \mu\text{m}$ [Haro5], et pour la première fois une mesure expérimentale d'interactions Casimir-Polder hors équilibre thermique a été effectuée [Obro7] avec des sensibilités d'environ 15 %.

D'autres approches cherchent à mesurer les interactions de Casimir-Polder sans réaliser de mesures mécaniques :

- la spectroscopie en cellule mince (de quelques centaines de nanomètres d'épaisseur) permet de sonder les effets des interactions de Casimir-Polder sur les niveaux énergétiques atomiques [Lal14], ce qui autorise l'observation des effets des interactions de Casimir-Polder sur des états atomiques excités plutôt que seulement sur l'état fondamental ;
- on peut remonter à la phase induite sur des atomes par le voisinage d'une surface en étudiant des figures de diffraction d'atomes traversant un microréseau [Gar21], ce qui permet de mesurer les forces de Casimir-Polder à des échelles d'environ $50\ \text{nm}$;
- l'étude des réflexions quantiques sur une surface permet également de sonder le potentiel de Casimir-Polder, mais nécessite une bonne connaissance préalable de la structure de la surface [DDo3].

Une limitation de ces dernières méthodes est le non-piégeage des atomes. Pour déterminer la dépendance en distance de la force de Casimir-Polder, il est nécessaire de reconstruire la trajectoire des atomes, qui dépend elle-même de la force, ce qui complexifie l'analyse des observations et nécessite une connaissance a priori de la force.

Finalement, là où la force de Casimir a été mesurée avec une incertitude de l'ordre du pour cent, aucune mesure expérimentale n'est parvenue à une incertitude de mesure inférieure à 10 % sur la force de Casimir-Polder. De plus, de larges champs de cette force restent inexplorés : la transition entre le régime de Casimir-Polder et celui de Lifshitz n'a jamais été observée [Lal21], et de manière générale la force de Casimir-Polder n'a été que

peu mesurée pour des distances de séparation supérieures au micromètre, à l'exception des expériences du groupe de Cornell.

1.5 Le projet ForcaG

1.5.1 Principe de fonctionnement

Le projet ForcaG tente de combler ce trou dans les mesures d'interactions atome-surface en mesurant la force de Casimir-Polder à quelques pour cent pour des distances entre 1 et 10 μm , ainsi qu'en observant les éventuels effets d'une force gravitationnelle non newtonienne d'une portée micrométrique.

Pour pouvoir réaliser des mesures résolues en position et en force, il est nécessaire de piéger longuement les atomes au voisinage de la surface, à une distance connue de la surface et si possible variable. C'est pourquoi nous piégeons des atomes dans les nœuds d'un réseau optique rétro-réfléchi sur la surface du miroir. Ainsi, nous avons une échelle de distance bien maîtrisée, avec des distances multiples de $\lambda/2$ où λ est la longueur d'onde du laser qui crée ce réseau. Dans ce réseau, les états quantiques forment une échelle de Wannier-Stark $|\text{WS}_{n,m}\rangle$ telle que présentée précédemment, avec une différence d'énergie entre deux états $\Delta E_1 = h\nu_B = F\lambda/2$ que l'on va chercher à mesurer pour remonter à la force F . Cette force F est perturbée au voisinage de la surface par les interactions atome-surface (fig. 1.5) que nous allons ainsi pouvoir mesurer.

Coupler les états de Wannier-Stark par vibration du réseau comme dans [Tar14] crée un élargissement du nuage atomique ce qui pose problème pour réaliser une mesure résolue en position. C'est pourquoi nous allons ici coupler les états de Wannier-Stark par une transition optique cohérente qui permet de coupler simultanément état externe de Wannier-Stark $|\text{WS}_{n,m}\rangle$ et état interne électronique $|F = 1, 2\rangle$ du rubidium 87 (figure 1.5). Il est alors possible de sonder la transition $|F = 1, \text{WS}_{n,m}\rangle \leftrightarrow |F = 2, \text{WS}_{n,m+\Delta m}\rangle$. En mesurant l'énergie de cette transition par spectroscopie ou par interférométrie (de type Ramsey), nous remontons à la fréquence de Bloch et par là à la force appliquée sur les atomes. L'avantage de cette intrication entre état interne et externe est de permettre la lecture sur l'état interne des ports de sortie de la mesure de l'état externe.

Nous allons également pouvoir mettre en œuvre toutes les techniques expérimentales développées au SYRTE sur le contrôle des interféromètres atomiques.

1.5.2 Historique de l'expérience

Inspiré d'études sur les horloges à réseau optique [LW05], le principe de l'utilisation d'une échelle de Wannier-Stark couplée à une excitation laser a été proposé dès 2007 [Wolo7]. Le projet expérimental a débuté en 2009 [Per09], et les premières spectroscopies de l'échelle de Wannier-Stark ont rapidement été obtenues [Bea11; Tac11; Pel13c]. Après des travaux sur l'optimisation de la sensibilité et de l'exactitude des mesures de force [Hil14], une sensibilité de $3 \times 10^{-30} \text{ N}/\sqrt{\text{Hz}}$ a été atteinte [Sol16b].

Ces premiers travaux ont cependant été menés avec un nuage atomique issu d'une mélasse, de taille millimétrique, incompatible avec les objectifs de résolution spatiale. C'est pourquoi un refroidissement évaporatif dans un piège dipolaire a ensuite été mis en place [Sol16b], pour obtenir un nuage atomique beaucoup plus dense et plus petit. À la densité obtenue, des déplacements collisionnels limitent cependant la sensibilité de

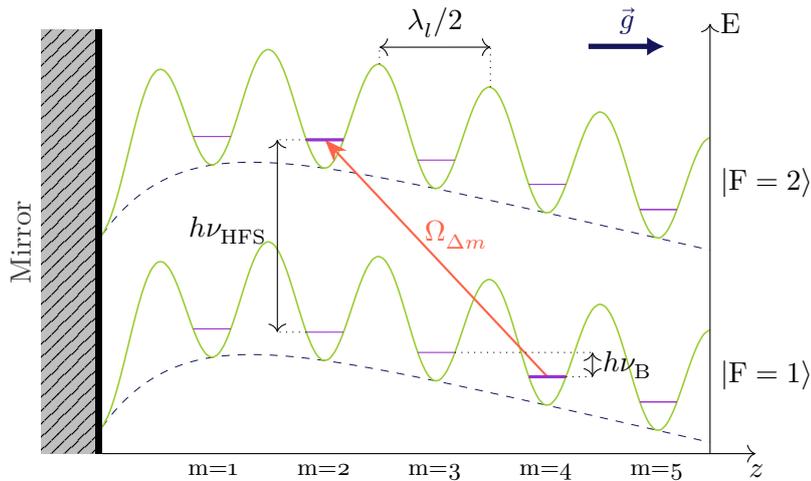


FIGURE I.5 – Échelle de Wannier-Stark créée le potentiel dipolaire d’un laser rétro-réfléchi sur un miroir. Au voisinage de la surface du miroir, la force de Casimir-Polder perturbe le potentiel gravitationnel (ligne en pointillé). Les états $|F = 1, WS_{0,m}\rangle$ et $|F = 2, WS_{0,n+\Delta m}\rangle$ sont couplés par une transition Raman de pulsation de Rabi $\Omega_{\Delta m}$, ce qui permet de mesurer l’énergie de la transition.

la mesure et peuvent induire des biais [Sol16a]. Après un travail de compréhension de ces effets et d’optimisation [Sol16b ; Ala18a], une sensibilité de $7 \times 10^{-30} \text{ N}/\sqrt{\text{Hz}}$ a été obtenue avec un nuage de taille de $3 \mu\text{m}$ [Ala18b]. Avec de telles sensibilité et résolution spatiale, il serait possible de mesurer en une seule mesure la force de Casimir-Polder au niveau du pour cent à des distances de $7 \mu\text{m}$.

Toutefois, tous ces travaux ont été effectués loin de toute surface réfléchissante. En effet, pour minimiser la création de champs électriques parasites par contamination du miroir par adsorption d’atomes pendant les phases de refroidissement atomique¹, le miroir a été placé dans une deuxième chambre à vide, 30 cm au-dessus de celle où sont effectuées les étapes de refroidissement. Il est donc nécessaire d’ajouter à la séquence expérimentale une étape de transport des atomes après leur refroidissement pour amener les atomes à une distance contrôlée de la surface du miroir. La mise en place et l’optimisation de ce transport ont été décrites dans [Abs23]. Mais il restait encore à utiliser ce système de transport pour réaliser de premières mesures de force à proximité du miroir, et tenter de mettre en évidence l’effet Casimir-Polder.

C’est ce travail qui a été effectué durant cette thèse et rapporté dans ce manuscrit, structuré en six chapitres. Le deuxième chapitre présentera de manière plus détaillée les principes théoriques de l’interférométrie atomique dans un réseau optique et de la force de Casimir-Polder attendue dans notre cas. Le troisième chapitre décrira le dispositif expérimental. Le quatrième chapitre expliquera les limitations à la sensibilité de la mesure observées au voisinage du miroir. Le cinquième présentera les premières mesures de force à proximité du miroir, et enfin le sixième chapitre traitera de mesures de caractérisation du champ électrique, source d’une force parasite.

1. L’effet de ces champs électriques parasites sera décrit section V.3

Interférométrie atomique dans un réseau

Je présenterai dans ce chapitre les bases théoriques du fonctionnement de notre capteur quantique de force. Je reviendrai sur la description des échelles de Wannier-Stark évoquées brièvement précédemment, puis présenterai les transitions Raman à deux photons dans un réseau optique, et comment les utiliser pour sonder les niveaux d'énergies de l'échelle de Wannier-Stark.

II.1 Échelle de Wannier-Stark

II.1.1 Potentiel dipolaire

Comme nous vu précédemment équation (I.3), l'interaction d'un champ électrique avec un atome de polarisabilité $\alpha(\omega)$ génère une interaction dipolaire instantanée

$$V_{at} = \alpha \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)^2. \quad (\text{II.1})$$

Cette interaction dipolaire permet de coupler les différents états électroniques de l'atome à travers le champ électrique d'une onde lumineuse lorsque la fréquence de ce dernier est résonante avec celle d'une transition électronique. Mais à cause du mouvement de l'atome bien plus lent que les oscillations d'une onde lumineuse, l'interaction dipolaire crée aussi pour l'atome un potentiel proportionnel à l'intensité lumineuse :

$$\begin{aligned} U(\mathbf{r}) &= \alpha \langle \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)^2 \rangle_t \\ &\propto \alpha I(\mathbf{r}). \end{aligned} \quad (\text{II.2})$$

L'amplitude et la phase de la polarisabilité de α dépendent de la fréquence ω de l'onde lumineuse incidente et des fréquences ω_{at} des transitions atomiques de l'espèce étudiée.

On peut calculer la valeur de la polarisabilité pour un atome à deux niveaux à partir des équations de Bloch optiques ou du formalisme de l'atome habillé [DC85], et montrer en particulier sa dépendance au désaccord $\Delta = \omega - \omega_{at}$ entre la fréquence optique ω et la fréquence de résonance de la transition atomique ω_{at} . Si $\omega > \omega_{at}$, les oscillations du dipôle et du champ sont en opposition de phase et le potentiel est répulsif ; si $\omega < \omega_{at}$, elles seront en phase et le potentiel sera attractif, et l'atome attiré vers les régions de forte intensité.

On trouve de cette façon, en posant $\frac{1}{\Delta} = \frac{1}{(\omega - \omega_{\text{at}})} - \frac{1}{(\omega + \omega_{\text{at}})}$, que le potentiel dipolaire vaut

$$U(\mathbf{r}) = \frac{d_0^2 E(\mathbf{r})^2}{4\hbar\Delta} \quad (\text{II.3})$$

$$= \frac{\hbar\Gamma^2 I(\mathbf{r})}{8\Delta I_{\text{sat}}}. \quad (\text{II.4})$$

Dans le cas d'un atome de ^{87}Rb dans une onde lumineuse de longueur d'onde de 1064 nm, et en prenant en compte toutes les transitions atomiques, ce déplacement lumineux vaut par exemple

$$\xi_{1064} = \hbar \times -3,17 \text{ mHz}/(\text{W}/\text{m}^2). \quad (\text{II.5})$$

Les atomes de rubidium 87 présentent une structure hyperfine, avec leur état fondamental divisé en deux états séparés de la fréquence hyperfine $\omega_{\text{HFS}} = 2\pi \times 6,83 \text{ GHz}$. La fréquence de la transition atomique vers l'état excité ω_{at} n'est pas exactement identique pour ces deux états hyperfins. Le potentiel dipolaire est donc légèrement différent pour les deux états :

$$\begin{aligned} \delta U(\mathbf{r}) &= U(\mathbf{r}, \omega_{\text{at}}) - U(\mathbf{r}, \omega_{\text{at}} - \omega_{\text{HFS}}) \\ &\approx -U(\mathbf{r}, \omega_{\text{at}}) \frac{\omega_{\text{HFS}}}{\Delta}. \end{aligned} \quad (\text{II.6})$$

La différence d'énergie entre les états hyperfins de l'état fondamental dépend donc de l'intensité de la lumière de piégeage, un effet nommé déplacement lumineux différentiel. Dans le cas d'un atome de ^{87}Rb dans un piège dipolaire à 1064 nm, le déplacement lumineux différentiel vaut

$$\chi_{1064} = \hbar \times 1,92 \times 10^{-7} \text{ Hz}/(\text{W}/\text{m}^2). \quad (\text{II.7})$$

II.1.2 Ondes de Bloch

En utilisant la réflexion d'une onde lumineuse d'intensité incidente I_0 et de vecteur d'onde $k_l = \omega_l/c$ sur un miroir, on peut créer une onde stationnaire qui forme grâce au potentiel dipolaire un potentiel périodique

$$U(z) = \frac{1}{2} \frac{I_0}{I_{\text{sat}}} \hbar \frac{\Gamma^2}{\Delta} \sin(kz)^2. \quad (\text{II.8})$$

En négligeant la gravité ou d'autres forces extérieures, l'hamiltonien d'un atome de masse m_{Rb} dans ce réseau optique est donc

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}^2}{2m_{\text{Rb}}} + \frac{U_0}{2} (1 - \cos(2k_l \hat{z})). \quad (\text{II.9})$$

Par la suite, il sera pratique d'exprimer l'amplitude $U_0 = \frac{1}{2} \frac{I_0}{I_{\text{sat}}} \hbar \frac{\Gamma^2}{\Delta}$ du potentiel dans l'échelle d'énergie qui émerge naturellement, en valeur d'énergie de recul $E_r = (\hbar k)^2/(2m)$ qui correspond à l'énergie cinétique acquise par l'atome lors de l'absorption d'un photon du réseau.

La résolution d'hamiltoniens associés à un potentiel périodique est bien connue depuis les prémices du développement de la mécanique quantique car ils permettent de décrire

le mouvement d'un électron au sein d'un réseau cristallin. D'après le théorème de Bloch [Blo29], les états propres d'un hamiltonien invariant par translation de période a peuvent s'écrire sous une forme d'ondes de Bloch, produit d'une fonction de période a et d'une onde plane. Les états propres de l'hamiltonien (II.9) s'écrivent ainsi sous la forme

$$\psi_{b,q}(z) = u_{b,q}(z) e^{iqz}, \quad \text{d'énergie propre associée } E_b(q) \quad (\text{II.10})$$

où $u_q(x)$ est une fonction de période $a = \pi/k$, b un entier dénommé indice de bande et q est un paramètre appelé quasi-impulsion. Pour assurer l'unicité des solutions, q est restreint à l'intervalle $]-k_l; k_l]$ — dénommé première zone de Brillouin. Ce terme de quasi-impulsion se justifie par la décomposition en série de Fourier de u_q , qui permet de montrer que $\psi_q(z)$ peut se décomposer sur la base des ondes planes d'impulsion

$$p = \hbar(q + 2k_l j), \quad j \in \mathbb{N}. \quad (\text{II.11})$$

On trouve ainsi une structure d'énergie en bandes de Bloch, bien connue dans les solides cristallins (figure II.1).

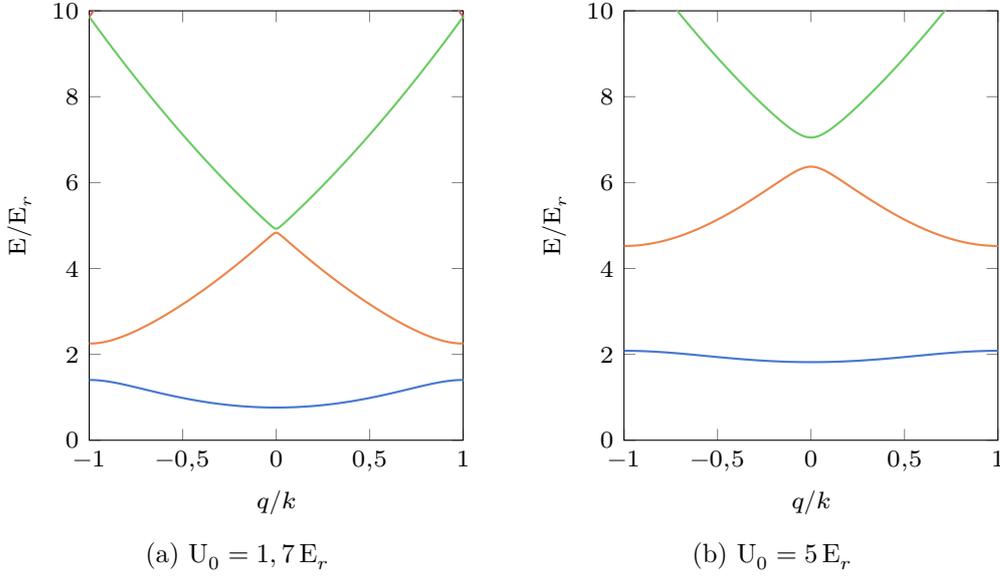


FIGURE II.1 – Premières bandes d'énergie $E_b(q)$ pour un potentiel $U(z) = U_0 \sin^2(kz)$ avec $U_0 = 1,7 E_r$ à gauche et $U_0 = 5 E_r$ à droite.

Le calcul numérique de l'expression des états propres peut être effectué en décomposant les ondes de Bloch par transformée de Fourier (équation (II.11)) sous la forme

$$\psi_{b,q}(z) = \sum_{j \in \mathbb{Z}} C_j(q) e^{i(q+2jk_l)z}. \quad (\text{II.12})$$

En injectant cette expression dans l'équation aux valeurs de l'hamiltonien (II.9), on trouve que les états propres satisfont le système d'équations suivant, qui se résout par des méthodes standards d'algèbres linéaires

$$\left[\left(2j + \frac{q}{k_l} \right)^2 + \frac{U_0}{2E_r} \right] C_j - \frac{U_0}{4E_r} (C_{j-1} + C_{j+1}) = \frac{E_b(q)}{E_r} C_j, \quad \forall j \in \mathbb{N}. \quad (\text{II.13})$$

En pratique, les coefficients $C_j(q)$ convergent très rapidement vers 0 pour de grandes valeurs de j , pour une résolution numérique du système on peut donc tronquer le système à $|j| < 20$ sans perte de précision.

Les ondes de Bloch $\psi_{b,q}$ sont des états délocalisés. Il peut être pratique de définir une autre base, dite des fonctions de Wannier, définie par

$$w_{b,j} = \sqrt{\frac{a}{2\pi}} \int_{-k}^{+k} \psi_{b,q}(z) e^{-ijaq} dq. \quad (\text{II.14})$$

Ces fonctions d'ondes correspondent aux transformées de Fourier des ondes des Bloch. Elles sont localisées autour du puits j , et se déduisent mutuellement l'une de l'autre par translation : $w_{b,j}(z) = w_{b,0}(z - ja)$.

Il est possible de réécrire l'hamiltonien du système (II.9) dans cette base des fonctions de Wannier [Dal13] :

$$\hat{H} = \sum_b \sum_{j,j'} J_{j-j'}^b |w_{b,j}\rangle \langle w_{b,j'}| \quad (\text{II.15})$$

Il apparaît le terme $J_{j-j'}^b$ qui décrit l'amplitude de probabilité de saut du puits j au puits j' . Ce terme peut s'écrire en fonction des énergies des ondes de Bloch $E_b(q)$

$$J_n^b = \frac{a}{2\pi} \int_{-k}^{+k} E_b(q) e^{inqa} dq. \quad (\text{II.16})$$

II.1.3 Oscillations de Bloch

L'application d'une force externe F brise l'invariance par translation du potentiel. L'hamiltonien (II.9) devient alors

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}^2}{2m} + \frac{U_0}{2} (1 - \cos(2k_l \hat{z})) + F\hat{z}. \quad (\text{II.17})$$

Cette forme d'hamiltonien est elle aussi bien connue, puisqu'elle modélise le mouvement d'un électron dans un solide cristallin soumis à un champ électrique extérieur $\mathbf{E} = \mathbf{F}/q$ [Zen34].

On peut démontrer [Beng6 ; Cla05] qu'un état initial $\psi(z, 0) = e^{izq_0} u_{b,q_0}(z)$ sous une forme d'onde de Bloch conserve cette forme sous l'évolution d'un tel hamiltonien, et en faisant l'approximation adiabatique — qui permet de supposer que l'état évolue en restant dans sa bande b — on peut écrire son évolution sous la forme :

$$\psi(z, t) = e^{izq(t)} u_{b,q(t)}(z), \quad q(t) = q_0 + Ft/\hbar. \quad (\text{II.18})$$

Sous l'effet de la force, la quasi-impulsion des ondes de Bloch défile à la vitesse F/\hbar . Du fait de la période $2k_l$ de la quasi-impulsion, l'évolution du système atomique est périodique, avec une fréquence dite de Bloch

$$\nu_B = \frac{F \lambda_l}{2\hbar}. \quad (\text{II.19})$$

Un état atomique initialement localisé continue ainsi à rester localisé durant toute son évolution.

L'approximation adiabatique est valable si l'évolution des fonctions d'onde sous l'effet du défilement du quasi-moment dû à la force appliquée reste lente devant le *gap* en énergie entre deux bandes. À une profondeur donnée, il existe ainsi une force limite au-delà de laquelle les bandes de Bloch ne restent plus isolées. Une représentation intuitive de ce phénomène est donnée par la figure de l'article original de Zener [Zen34] introduisant les oscillations de Bloch qui représente les bandes d'énergies inclinées sous l'effet du potentiel $-Fz$. (fig. II.2). Une particule d'énergie E donnée dans une bande d'énergie de largeur ΔE oscille sous l'effet de la force avec l'amplitude $\Delta E/F$. Mais plus la valeur de la force appliquée est grande, moins les deux bandes sont séparées et plus la probabilité de franchir par effet tunnel le *gap* et de quitter la bande initiale est grande.

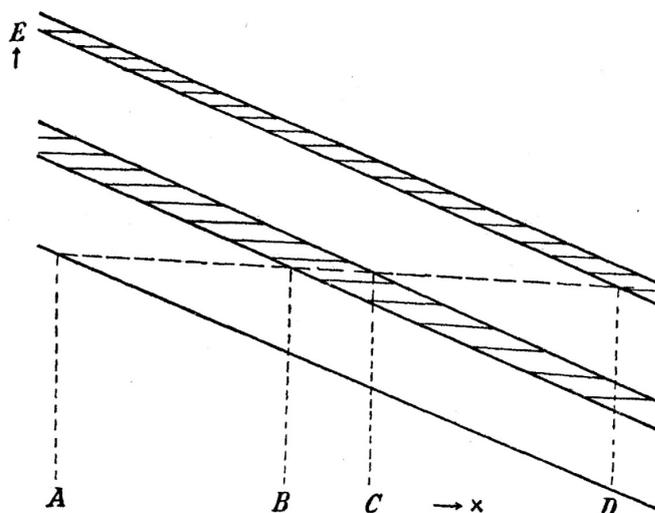


FIGURE II.2 – Figure extraite de l'article original de Zener [Zen34]. Les bandes d'énergie sont localement inclinées sous l'effet du potentiel $-Fz$. Les zones hachurées représentent les *gaps* en énergie entre deux bandes.

Ce processus de perte est bien modélisé dans le régime des liaisons faibles par le taux de pertes Landau-Zener [Dal13]. Pour une oscillation de Bloch, la probabilité de suivi adiabatique dans la bande fondamentale est de

$$\mathcal{P} = 1 - e^{-F_c/F} \quad (\text{II.20})$$

où l'on introduit la force critique

$$F_c = \frac{\pi}{32} \frac{U_0^2}{E_r} k_l. \quad (\text{II.21})$$

Le temps de vie dans la bande fondamentale est alors de

$$\tau = \frac{e^{F_c/F}}{\nu_B}. \quad (\text{II.22})$$

II.1.4 États de Wannier-Stark

Plutôt que d'étudier l'évolution d'un état quelconque sous l'effet de l'hamiltonien (II.17), on peut rechercher directement les états propres de ce dernier. Formellement,

l'espace des solutions est un continuum, puisqu'il est possible de trouver pour n'importe quelle énergie E une solution libre quand $z \rightarrow +\infty$. Mais en appliquant l'approximation adiabatique et en négligeant le couplage interbande, on peut restreindre l'étude à une seule bande d'énergie. Dans ce cas, le spectre des solutions devient un spectre discret et peut être résolu analytiquement. Par la suite, on se restreindra à l'étude de la première bande $b = 0$.

Il est immédiat de vérifier que si $\psi(x)$ est une solution propre d'énergie ϵ , alors $\psi(x + \lambda/2)$ l'est aussi, avec une énergie $\epsilon + aF$. Le spectre des solutions décrit donc une échelle d'énergie, dite de Wannier-Stark

$$E_m = \epsilon + mh\nu_B. \quad (\text{II.23})$$

Les solutions propres associées — les états de Wannier-Stark $|\text{WS}_m\rangle$ — se déduisent l'une de l'autre par translation.

On peut rechercher une expression des états de Wannier-Stark dans la base des ondes de Bloch $\psi_{1,q}(z)$:

$$\text{WS}_m(z) = \int_{-k}^{+k} \psi_{1,q}(z) f_m(q) dq \quad (\text{II.24})$$

En injectant cette expression dans l'équation aux valeurs propres et l'intégrant, on trouve [Mau16b] :

$$f_m(q) = \frac{\sqrt{a}}{2\pi} \exp\left(i\left(mqa + 2\sum_{n \geq 1} \frac{J_n}{nFa} \sin(nqa)\right)\right) \quad (\text{II.25})$$

avec J_n le couplage entre états de Wannier de la bande fondamentale (éq. (II.16)).

Les états de Wannier-Stark $|\text{WS}_m\rangle$ sont donc localisés et centrés autour du puits m (fig. II.3), et la différence d'énergie entre états consécutifs est simplement l'incrément de l'énergie potentielle entre deux puits :

$$E_{m+1} - E_m = Fa = h\nu_B. \quad (\text{II.26})$$

Dans le cas de notre réseau créé par un laser rétro-réfléchi de longueur d'onde $\lambda = 532$ nm et pour des atomes de rubidium soumis uniquement à la gravité, la fréquence de Bloch $\nu_B = mg\lambda/2h$ vaut 568,3 Hz.

Dans le cadre de l'approximation des liaisons fortes $U_0 \gg E_r$, l'amplitude de transition entre puits non immédiatement voisins est nulle : $J_{n>1} = 0$. Dans ce cas, les états de Wannier-Stark s'écrivent dans la base des états de Wannier $|w_m\rangle$ [Dal13] :

$$|\text{WS}_m\rangle = \sum_{j \in \mathbb{Z}} \mathcal{J}_{j-m}(\nu/2) |w_j\rangle \quad (\text{II.27})$$

en notant \mathcal{J}_j les fonctions de Bessel et

$$\nu = \frac{4J_1}{Fa} \approx \frac{\Delta E}{Fa}, \quad (\text{II.28})$$

ΔE étant la largeur en énergie de la bande fondamentale.

L'expression (II.27) permet d'estimer simplement l'expansion spatiale des fonctions de Wannier-Stark à environ $\nu/2 = 2J_1/Fa$ puits, compte tenu de la décroissance des

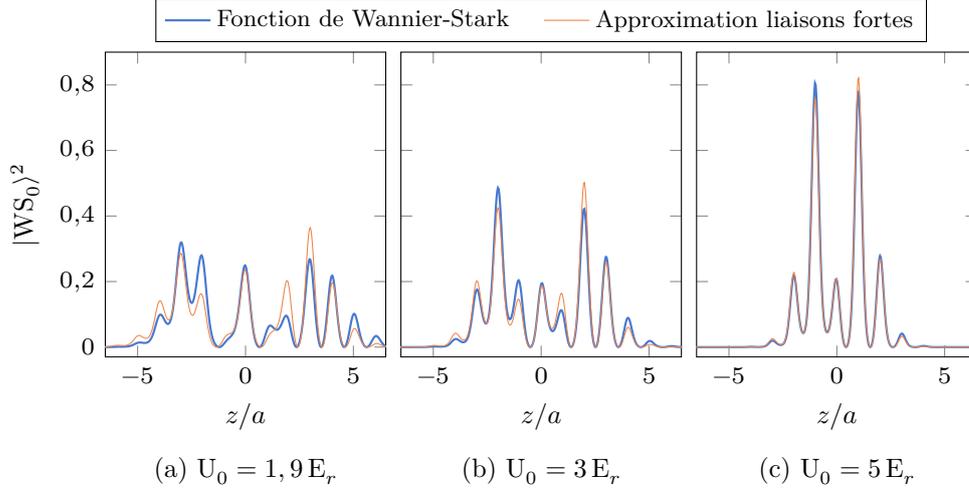


FIGURE II.3 – Fonctions d’onde de Wannier-Stark, pour trois profondeurs de réseau différentes. Les fonctions d’onde présentent des maxima locaux au niveau des puits de potentiel du réseau, et sont d’autant moins étalées que le réseau est profond. Le calcul a été effectué soit complètement (éq. (II.24) et (II.25)), soit dans l’approximation des liaisons fortes (éq. (II.27)).

fonctions de Bessel. Comme J_1 augmente avec la profondeur du réseau, on en déduit que les états de Wannier-Stark sont donc de moins en moins étendus quand la profondeur du réseau diminue (figure II.4). Pour un réseau d’une profondeur de $1,9 E_r$ soumis à la gravité, la moyenne quadratique de la position sur un état de Wannier-Stark est par exemple de 3 puits, contre 1,3 puits à une profondeur de $5 E_r$.

La validité théorique de l’approximation adiabatique sous l’effet de la force gravitationnelle a été vérifiée dans [Pel12]. Le temps de vie des atomes dans la première bande de Bloch a été calculé en utilisant un formalisme de matrice de diffusion [Pel12 ; KKH89], donnant un résultat très proche de la formule de Landau-Zener. Pour des profondeurs de réseau de $1,5 E_r$ et un réseau à $\lambda_l = 532$ nm, le temps de vie dans la première bande de Bloch est d’une trentaine de secondes, suffisant pour la durée expérimentale de mesure, et croît exponentiellement avec la profondeur. Cependant, pour des profondeurs inférieures, le couplage entre la bande fondamentale et la première bande excitée n’est plus négligeable et les atomes fuient vers les bandes excitées et le continuum.

Le voisinage de la surface modifie les fonctions de Wannier-Stark et par là le couplage interbandes [Pel13a]. Les interactions de Casimir-Polder n’ont pas pu être prises en compte dans le calcul numérique du temps de vie réalisé dans [Pel12], mais le temps de vie des états de Wannier-Stark modifiés par la présence de la surface devrait rester pour des profondeurs $U_0 \gtrsim 1,5 E_r$ suffisant pour les mesures de force.

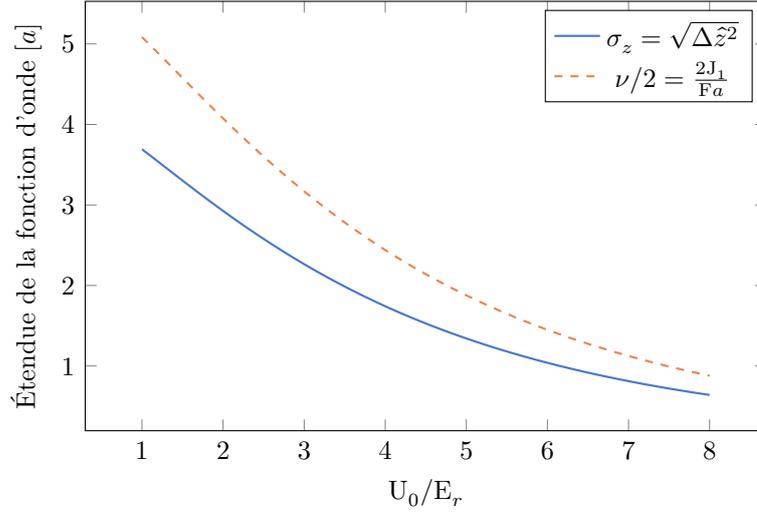


FIGURE II.4 – Étendue des états de Wannier-Stark en unité de puits en fonction de la profondeur du réseau pour une force appliquée $F = mg$. La courbe bleue représente le calcul complet de la moyenne quadratique de la position ; la courbe orange l'étendue approximée dans le régime des liaisons fortes à $\nu/2$.

II.2 Interférométrie Raman

II.2.1 Transitions Raman dans un réseau

Transitions Raman

Le principe de la mesure de force sur ForcaG est de sonder cette échelle d'énergie de Wannier-Stark pour déterminer la fréquence de Bloch et la force associée. Pour ce faire, nous excitons la transition $|\text{WS}_n\rangle \leftrightarrow |\text{WS}_{n+\Delta m}\rangle$ pour en mesurer l'énergie : cela revient à effectuer une mesure d'horloge. Mais là où une horloge (fontaine micro-onde ou horloge optique à réseau) utilise une transition électronique comme référence de fréquence pour corriger un oscillateur local, nous allons comparer notre oscillateur local de fréquence connue à la fréquence de la transition pour en déterminer la fréquence de Bloch.

Pour permettre la détection de l'état de Wannier-Stark à l'issue de la mesure, il a été choisi dans ForcaG d'intriquer état interne (état électronique) et état externe (état de Wannier-Stark) en utilisant une excitation électromagnétique externe, de vecteur d'onde k_e . Grâce à cet étiquetage, la lecture de l'état interne nous renseigne directement sur l'état externe dans lequel se trouve l'atome.

Pour que l'excitation appliquée sur les atomes puisse coupler les états $|\text{WS}_m\rangle$ et $|\text{WS}_{m+\Delta m}\rangle$, il est nécessaire que $k_e \approx k_l$. En effet, si le couplage entre les états électroniques $|f\rangle$ et $|g\rangle$ est réalisé avec une pulsation de Rabi Ω pour des atomes non piégés, le couplage entre $|f\rangle \otimes |\text{WS}_m\rangle$ et $|e\rangle \otimes |\text{WS}_{m+\Delta m}\rangle$ s'effectue avec une pulsation de Rabi [LW05]

$$\Omega_{\Delta m} = \Omega \langle \text{WS}_m | e^{ik_e \hat{z}} | \text{WS}_{m+\Delta m} \rangle. \quad (\text{II.29})$$

Si $\lambda_e \gg \lambda_l$, $e^{ik_e \hat{z}} \approx \mathbb{1}$, et puisque les états $|\text{WS}_m\rangle$ et $|\text{WS}_{m+\Delta m}\rangle$ sont orthogonaux,

$\Omega_{\Delta m \neq 0} \approx 0$. Pour réaliser un couplage efficace entre deux états différents, il est donc nécessaire d'utiliser une onde lumineuse pour effectuer le couplage.

Il est possible d'utiliser une transition optique à un photon, comme sur les horloges optiques [Wolo7]. Mais la stabilisation de la fréquence d'un laser d'interrogation au niveau souhaité pour la mesure de la transition, de l'ordre de quelques dizaines de mHz sur une seconde d'interrogation, est encore hors d'atteinte technologiquement.

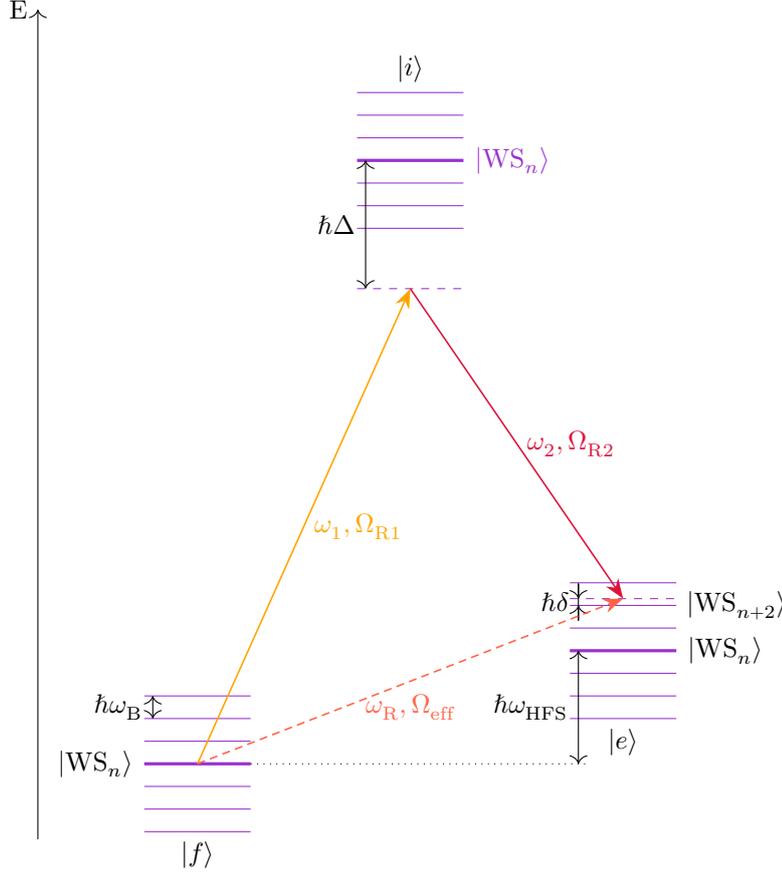


FIGURE II.5 – *Processus de transition Raman à deux photons, pour un atome à trois niveaux piégé dans une échelle de Wannier-Stark. Si $\Delta \gg \Omega_{1,2}$ et $\omega_B \gg \Omega_{\text{eff}}, \delta$, ce système est équivalent à un système à deux niveaux $|f, \text{WS}_n\rangle$ et $|e, \text{WS}_{n+\Delta m}\rangle$, couplés par une transition de pulsation $\omega_R = \omega_1 - \omega_2$ et de pulsation de Rabi effective $\Omega_{\Delta m} = \Omega_1^* \Omega_2 / 2\Delta \langle \text{WS}_m | e^{ik_{\text{eff}}z} | \text{WS}_{m+\Delta m} \rangle$.*

Nous utilisons donc ici des transitions Raman à deux photons qui couplent les deux états hyperfins du rubidium en utilisant l'état excité $5^2\text{P}_{3/2}$ comme état intermédiaire (fig. II.5). En utilisant des faisceaux contrapropageants de vecteur d'onde \mathbf{k}_1 et \mathbf{k}_2 , l'impulsion totale transmise à un atome par ce processus à deux photons d'absorption/émission stimulée vaut

$$\hbar \mathbf{k}_{\text{eff}} = \hbar \mathbf{k}_1 - \hbar \mathbf{k}_2 \approx 2\hbar \mathbf{k}_1. \quad (\text{II.30})$$

De cette façon, même si la transition hyperfine du rubidium est dans le domaine radiofréquence, la transition Raman communique suffisamment d'impulsion à un atome pour

coupler des états de Wannier-Stark différents et permettre le transport d'atomes entre puits du réseau par effet tunnel. À la différence d'une transition à un photon où c'est une fréquence optique qui doit être bien stabilisée, pour une transition Raman seule importe la différence de fréquence $\omega_1 - \omega_2 \approx \omega_{\text{HFS}}$. La stabilisation de fréquences micro-ondes de cette gamme est bien maîtrisée technologiquement (en particulier dans les fontaines atomiques), et permet d'atteindre des stabilités en fréquence de l'ordre du mHz sur des durées d'une seconde.

L'utilisation de ces transitions Raman stimulées est un outil de base pour la plupart des capteurs inertiels à interférométrie atomique actuels [Gei20]. Les transitions Raman permettent la réalisation de séparatrices à atomes alcalins en leur communiquant une grande impulsion, tout en les conservant dans leurs états hyperfins métastables [Cheo6]. Dans notre cas, on pourra décrire le couplage Raman entre nos états $|f, \text{WS}_n\rangle$ et $|e, \text{WS}_{n+\Delta m}\rangle$ de manière très semblable au couplage entre les états $|f, \mathbf{p}\rangle$ et $|e, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$ réalisé dans ces interféromètres en chute libre.

Notre système peut être modélisé (fig. II.5) par un atome à trois niveaux électroniques, $|f\rangle$, $|i\rangle$ et $|e\rangle$, et à une infinité d'états externes $|\text{WS}_n\rangle$ couplés à l'aide de deux faisceaux laser contrapropageants, de pulsation ω_1 et ω_2 et de fréquence de Rabi respectives

$$\Omega_{\text{R1}} = -\frac{2}{\hbar}\langle f|\mathbf{d}\cdot\mathbf{E}_1(\mathbf{r})|i\rangle \quad (\text{II.31})$$

$$\text{et} \quad \Omega_{\text{R2}} = -\frac{2}{\hbar}\langle e|\mathbf{d}\cdot\mathbf{E}_2(\mathbf{r})|i\rangle \quad (\text{II.32})$$

On note Δ le désaccord entre la pulsation de la transition $|f\rangle \leftrightarrow |i\rangle$ et celle de l'onde 1 :

$$\Delta = \omega_i - \omega_1. \quad (\text{II.33})$$

Si le désaccord Δ est petit devant $\omega_{1,2}$ mais grand devant les pulsations de Rabi $\Omega_{1,2}$, ce système à trois niveaux électroniques peut être approximé comme un système à deux niveaux électroniques [Cheo6], couplés par une transition de fréquence $\omega_{\text{R}} = \omega_1 - \omega_2$, mais communiquant à un atome une impulsion $\hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}$, et de pulsation de Rabi effective

$$\Omega_{\text{eff}} = \frac{\Omega_{\text{R1}}^* \Omega_{\text{R2}}}{2\Delta} \quad (\text{II.34})$$

De même, si le désaccord Raman

$$\delta = \omega_{\text{R}} - \omega_{\text{HFS}} - m\Delta\omega_{\text{B}} \quad (\text{II.35})$$

entre la fréquence Raman et la transition $|f, \text{WS}_n\rangle \leftrightarrow |e, \text{WS}_{n+\Delta m}\rangle$ est petit devant la fréquence de Rabi effective Ω_{eff} et si $\Omega_{\text{eff}} \ll \omega_{\text{B}}$, on peut par le même moyen d'une élimination adiabatique approximer le système à un système à deux états $|f, \text{WS}_n\rangle$ et $|e, \text{WS}_{n+\Delta m}\rangle$, couplés avec une pulsation de Rabi

$$\Omega_{\Delta m} = \Omega_{\text{eff}} \langle \text{WS}_m | e^{ik_{\text{eff}}\hat{z}} | \text{WS}_{m+\Delta m} \rangle. \quad (\text{II.36})$$

Les couplages non résonants ajoutent cependant un déplacement lumineux différentiel, à un et à deux photons,

$$\delta_{\text{AC}} = \frac{1}{4\Delta} (|\Omega_{\text{R2}}|^2 - |\Omega_{\text{R1}}|^2) + 2 \sum_{p \neq \Delta m} \frac{|\Omega_p|^2}{4(p - \Delta m)\omega_{\text{B}}}. \quad (\text{II.37})$$

Couplage cohérent

Un état $|\psi(t)\rangle = c_f(t)|f, \text{WS}_n\rangle + c_e(t)|e, \text{WS}_{n+\Delta m}\rangle$ évolue dans un tel système de la façon suivante [Cheo6] :

$$\begin{aligned}
c_f(t+t_0) &= \left(\cos\left(\frac{\Omega_R t}{2}\right) - i \frac{\delta - \delta_{AC}}{\Omega_R} \sin\left(\frac{\Omega_R t}{2}\right) \right) e^{i(\delta t/2 - \omega_f t)} c_f(t_0) \\
&\quad - i e^{i((\omega_1 - \omega_2)t_0 + \varphi_0)} \frac{\Omega_{\text{eff}}}{\Omega_R} \sin\left(\frac{\Omega_R t}{2}\right) e^{i(\delta t/2 - \omega_f t)} c_e(t_0) \\
c_e(t+t_0) &= -i e^{-i((\omega_1 - \omega_2)t_0 + \varphi_0)} \frac{\Omega_{\text{eff}}}{\Omega_R} \sin\left(\frac{\Omega_R t}{2}\right) e^{-i(\delta t/2 - \omega_e t)} c_f(t_0) \\
&\quad \left(\cos\left(\frac{\Omega_R t}{2}\right) + i \frac{\delta - \delta_{AC}}{\Omega_R} \sin\left(\frac{\Omega_R t}{2}\right) \right) e^{-i(\delta t/2 - \omega_e t)} c_e(t_0)
\end{aligned} \tag{II.38}$$

avec Ω_R la pulsation de Rabi généralisée

$$\Omega_R = \sqrt{\Omega_{\Delta m}^2 + (\delta - \delta_{AC})^2}. \tag{II.39}$$

En partant d'un état initial $|\psi(t=0)\rangle = |f, \text{WS}_n\rangle$, on définit la probabilité de transition P_e comme la probabilité de détecter l'atome dans l'état $|e, \text{WS}_{n+\Delta m}\rangle$ après un temps d'évolution τ

$$P_e = |c_e(\tau)|^2 \tag{II.40}$$

$$= \frac{\Omega_{\Delta m}^2}{\Omega_R^2} \sin^2\left(\frac{\Omega_R \tau}{2}\right). \tag{II.41}$$

La probabilité de transition décrit donc en fonction de la durée de couplage une oscillation dite de Rabi, à la fréquence de Rabi $\Omega_{\Delta m}$ lorsque la transition Raman est à résonance.

On définit alors deux durées particulières de couplage. L'impulsion π telle que $\tau_\pi = \pi/\Omega_{\Delta m}$ est une impulsion miroir qui transfère les atomes d'un état à l'autre. L'impulsion $\pi/2$ telle que $\tau_{\pi/2} = \pi/2\Omega_{\Delta m}$ réalise quant à elle une superposition cohérente et équiprobable des deux états.

Si l'on balaye le désaccord à résonance δ pour une impulsion π , la probabilité de transition décrit approximativement un sinus cardinal centré sur la fréquence de résonance, de largeur à mi-hauteur en fréquence $1/(1,25 \tau_\pi)$ (fig. II.6).

Cela offre une première méthode de mesure de la fréquence de la transition $|F=1, \text{WS}_n\rangle \leftrightarrow |F=2, \text{WS}_{n+\Delta m}\rangle$, par une méthode spectroscopique. En effectuant une impulsion π , et en scannant la fréquence du désaccord Raman f_R , on peut trouver la résonance $f_R = \Delta m \nu_B + \nu_{\text{HFS}}$ pour laquelle la probabilité de transition est maximale. Plus la fréquence de Rabi $\Omega_{\Delta m}$ est faible (obtenue avec une faible intensité lumineuse des faisceaux Raman, et par conséquent une durée d'interrogation plus longue), plus le pic de spectroscopie sera fin et la détermination de son maximum sensible.

On peut ainsi réaliser des spectres de l'échelle de Wannier-Stark tel que celui présenté figure II.7. La probabilité de transition atteint un maximum à chaque résonance quand le désaccord Raman est égal à Δm fois la fréquence de Bloch. L'amplitude de chaque pic dépend de la fréquence de Rabi $\Omega_{\Delta m}$ de la transition associée. En pointant le centre d'un pic, il est possible de mesurer la fréquence de Bloch et la force associée appliquée sur les atomes.

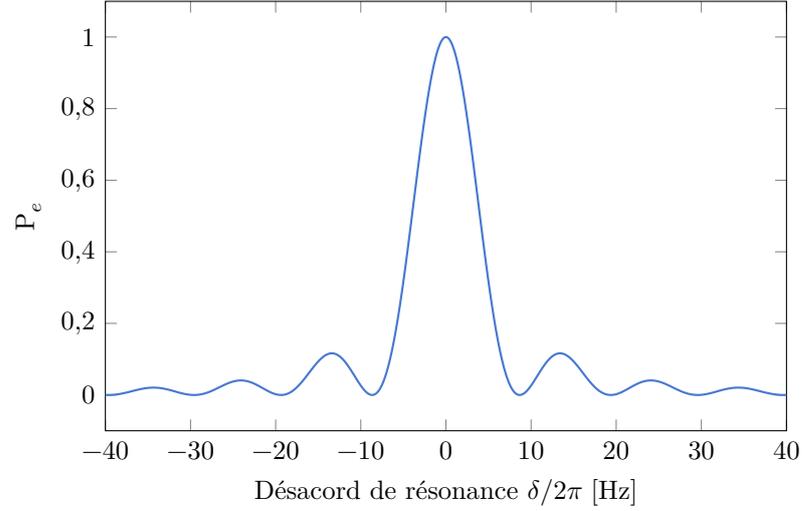


FIGURE II.6 – Simulation du pic de probabilité de transition pour une impulsion π . Calcul pour $\tau_\pi = 100$ ms.

Choix de la profondeur du réseau

Puisque la forme des fonctions d'ondes de Wannier-Stark dépend de la profondeur, la fréquence de Rabi $\Omega_{\Delta m} = \Omega_{\text{eff}} \langle \text{WS}_m | e^{ik_e \hat{z}} | \text{WS}_{m+\Delta m} \rangle$ également (figure II.8). En particulier, nous avons vu que plus la profondeur du réseau sera faible, plus les fonctions d'ondes seront étendues (fig. II.4). Le recouvrement entre états de Wannier-Stark sera alors plus important et le couplage entre états de Wannier-Stark distants sera plus facile. Inversement, à profondeur de piégeage élevée, seules les transitions entre puits voisins seront autorisées.

En utilisant une profondeur de réseau plus faible, il est donc possible d'induire des transitions entre puits plus séparés, ce qui augmente la sensibilité sur la fréquence de Bloch à bruit sur la mesure de fréquence identique. Nous voulons de plus nous placer dans une situation où le couplage dépend peu de la profondeur du réseau, pour maximiser la stabilité de la mesure expérimentale malgré les inévitables fluctuations d'intensité ou de pointé du laser à l'origine du réseau.

Nous avons donc utilisé une profondeur de $U_0 \approx 1,9E_r$ pour réaliser nos mesures, ce qui correspond à un maximum de couplage pour la transition $\Delta m = \pm 6$ (fig. II.8). Cette profondeur continue d'assurer une durée de piégeage dans la bande fondamentale suffisante de plusieurs dizaines de secondes, le maximum de couplage pour la transition $\Delta m = \pm 7$ est quant à lui atteint une profondeur plus faible $U_0 \approx 1,4E_r$ où les pertes de type Landau-Zener commencent à être limitantes, avec une durée de vie dans la bande fondamentale d'une dizaine de secondes.

II.2.2 Interférométrie atomique

Interféromètre de Ramsey

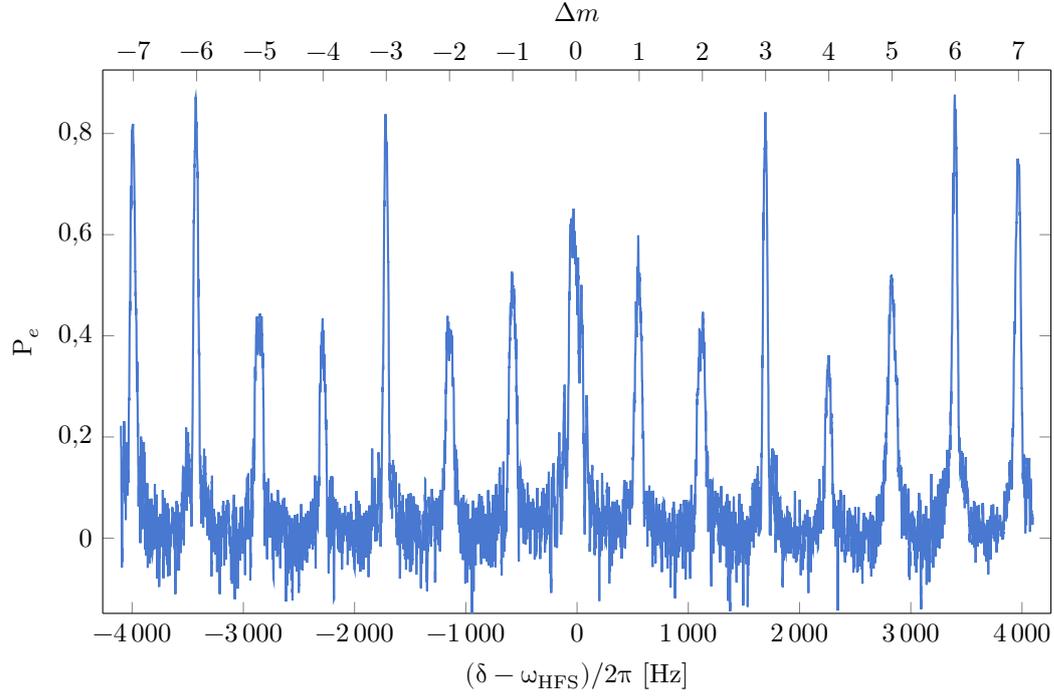
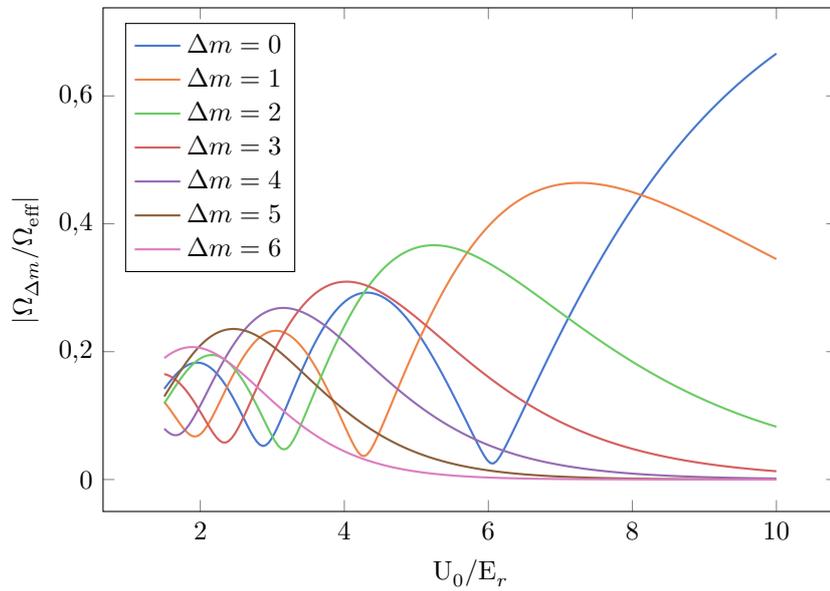


FIGURE II.7 – Spectroscopie de l'échelle de Wannier-Stark

FIGURE II.8 – Couplage interpuits $\Omega_{\Delta m}$ dans la bande fondamentale de Bloch, pour des atomes de rubidium soumis à la gravité dans un réseau optique à 532 nm couplés par une transition Raman $\lambda_R = 780$ nm.

Plutôt que de réaliser une seule impulsion pour déterminer la fréquence de résonance, il est possible de réaliser une séquence interférométrique en combinant plusieurs impulsions séparées par un temps d'évolution libre.

L'interféromètre le plus simple à réaliser est un interféromètre de Ramsey, bien connu dans les horloges micro-ondes, et en particulier les fontaines atomiques [Sor01]. Cette séquence est constituée d'une première excitation d'une durée τ — typiquement une impulsion $\pi/2$ — pour préparer une superposition cohérente des états $|F = 1, WS_m\rangle$ et $|F = 2, WS_{m+\Delta m}\rangle$, d'un temps d'évolution libre T , et d'une deuxième excitation de même durée τ pour recombiner les deux bras interférométriques (fig. II.9a).

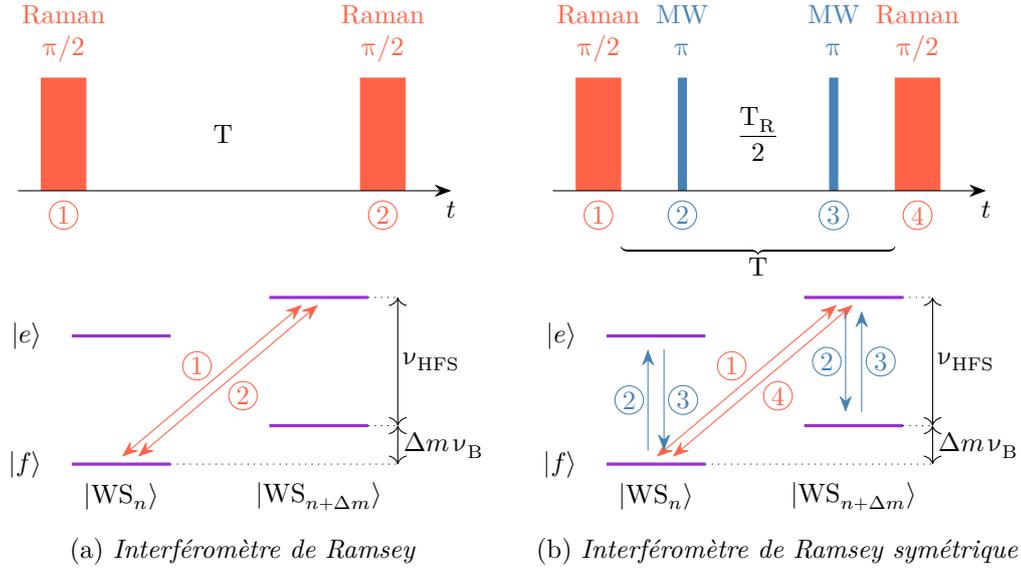


FIGURE II.9 – Séquences interférométriques de Ramsey à gauche et de Ramsey symétrisé par l'ajout d'impulsion π micro-onde à droite.

La probabilité de transition à l'issue de cette séquence interférométrique peut s'écrire [Sor01], en notant φ_0 la différence de phase Raman entre les deux impulsions :

$$P_e = \frac{4\Omega_{\Delta m}^2}{\Omega_R^2} \sin^2 \frac{\Omega_R \tau}{2} \left(\cos \frac{\Omega_R \tau}{2} \cos \frac{1}{2}(\delta T + \varphi_0) - \frac{\delta - \delta_{AC}}{\Omega_R} \sin \frac{\Omega_R \tau}{2} \sin \frac{1}{2}(\delta T + \varphi_0) \right)^2. \quad (\text{II.42})$$

Cette expression peut se réécrire sous la forme

$$P_{\text{Ramsey}}(\delta, T, \Omega_{\Delta m}, \tau) = \frac{4\Omega_{\Delta m}^2}{\Omega_R^2} \sin^2 \frac{\Omega_R \tau}{2} \left(\cos^2 \frac{\Omega_R \tau}{2} + \left(\frac{\delta - \delta_{AC}}{\Omega_R} \sin \frac{\Omega_R \tau}{2} \right)^2 \right) \cos^2 \left(\frac{\delta T + \varphi_0}{2} + \arctan \left(\frac{\delta - \delta_{AC}}{\Omega_R} \tan \frac{\Omega_R \tau}{2} \right) \right). \quad (\text{II.43})$$

L'expression (II.43) met en évidence un terme correspondant à une enveloppe de Rabi (en rouge) multiplié par un terme de franges (en vert).

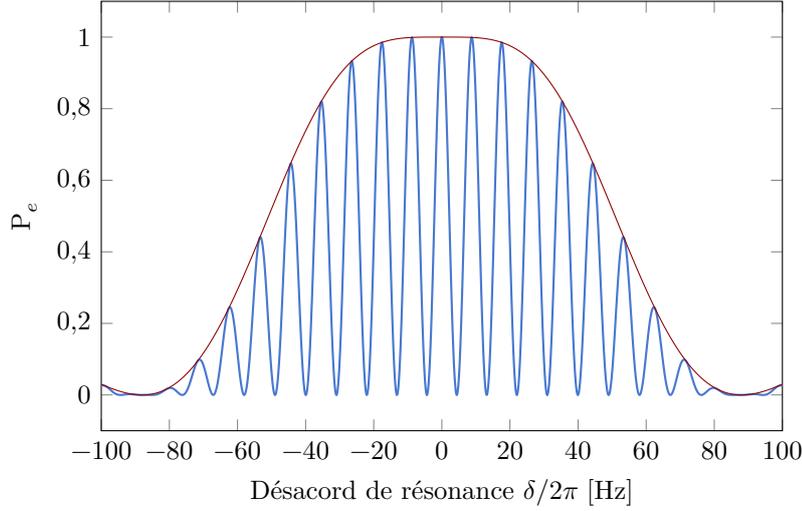


FIGURE II.10 – *Franges de Ramsey en fonction du désaccord à résonance δ , en bleu. Les franges de Ramsey décrivent une sinusoïde modulée en amplitude par une enveloppe, représentée en rouge. Le calcul numérique a été effectué en prenant $T = 150$ ms, $\tau_\pi = 22$ ms, $\tau = \tau_\pi/2$ et $\delta_{AC} = 0$.*

En utilisant des impulsions $\pi/2$, on peut simplifier l'expression (II.43) au premier ordre en $\delta/\Omega_{\Delta m}$ en

$$P_e(\delta, T, \Omega_{\Delta m}) = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos \left(\delta \left(T + \frac{2}{\Omega_{\Delta m}} \right) + \varphi_0 - \frac{2\delta_{AC}}{\Omega_{\Delta m}} \right). \quad (\text{II.44})$$

La probabilité de transition décrit donc une sinusoïde, de phase

$$\varphi = \delta T_R + \varphi_0 - 2 \frac{\delta_{AC}}{\Omega_{\Delta m}} \quad (\text{II.45})$$

$$= 2\pi(\nu_R - \Delta m \nu_B - \nu_{\text{HFS}})T_R + \varphi_0 - 2 \frac{\delta_{AC}}{\Omega_{\Delta m}} \quad (\text{II.46})$$

en notant

$$T_R = T + \frac{2}{\Omega_{\Delta m}}. \quad (\text{II.47})$$

La probabilité de transition décrit donc en fonction du désaccord à résonance une sinusoïde de période $1/T_R$ telle que simulée figure II.10. En pratique, d'inévitables inhomogénéités de fréquence de Bloch et surtout de fréquence hyperfine dues au déplacement lumineux différentiel limitent le contraste des franges, c'est-à-dire leur amplitude. On obtient ainsi expérimentalement des interférogrammes tels que celui présenté figure II.11. La mesure de la phase interférométrique des franges permet ensuite de remonter à la fréquence de Bloch.

Les franges interférométriques ont approximativement la même largeur en fréquence que le pic d'une impulsion spectroscopique π d'une même durée T . La sensibilité sur le pointage de la fréquence de résonance n'est donc pas foncièrement différente entre les méthodes spectroscopique ou interférométrique. Cependant, les interféromètres présentent

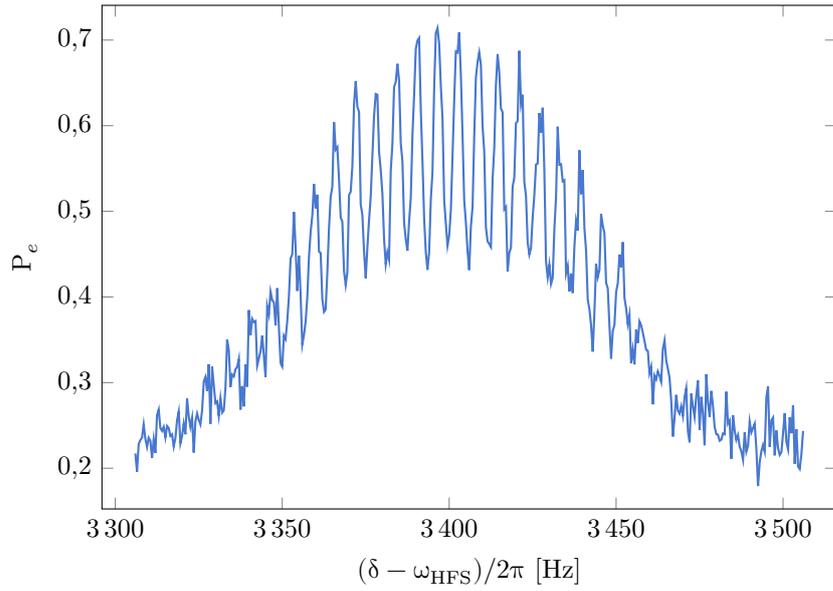


FIGURE II.11 – *Franges de Ramsey expérimentales, pour la transition $\Delta m = -6$. L'amortissement du contraste des franges à $C \approx 0,3$ est dû aux inhomogénéités de force et de déplacement lumineux différentiel (sec. IV.1). $T = 150$ ms et $\tau_\pi = 22$ ms.*

des avantages en cas de présence d'inhomogénéités sur la fréquence de résonance.

En effet, des inhomogénéités asymétriques (comme celles créées par les inhomogénéités de déplacement lumineux différentiel dues aux lasers de piégeage) élargissent non seulement le pic de spectroscopie, mais le déforment aussi (fig. II.12). Le pointage du centre du pic pour mesurer la fréquence de résonance moyenne est alors plus difficile à mesurer rigoureusement, et peut dépendre de la méthode utilisée. Ces mêmes inhomogénéités ne déforment pas les franges d'un interféromètre qui conservent leur forme sinusoïdale, mais réduisent seulement leur amplitude.

Interféromètres symétriques

De plus, il est possible d'utiliser des séquences interférométriques plus complexes que le simple interféromètre de Ramsey en combinant des impulsions supplémentaires. En particulier, il est possible de combiner impulsions Raman et micro-ondes. Ces dernières permettent de coupler les états $|F = 1, WS_n\rangle$ et $|F = 2, WS_n\rangle$, avec les mêmes équations que (II.38). Comme nous l'avons vu précédemment (éq. (II.29)), une impulsion micro-onde ne permet pas de changer l'état de Wannier-Stark, seulement l'état électronique, mais le couplage sera en pratique plus efficace qu'avec des transitions Raman.

Nous pouvons user de ces impulsions micro-ondes pour réaliser un écho de spin dans l'interféromètre [Sol16b]. En utilisant des impulsions π micro-ondes pour symétriser la séquence, de façon à ce que pour chaque bras de l'interféromètre les atomes passent autant de temps dans chaque état hyperfin, la dépendance de la phase à la fréquence hyperfine peut être supprimée. De cette façon, l'interféromètre devient insensible au déplacement lumineux différentiel lié aux lasers de piégeage, ce qui limite la perte de contraste interférométrique due aux inhomogénéités de déplacement lumineux différentiel.

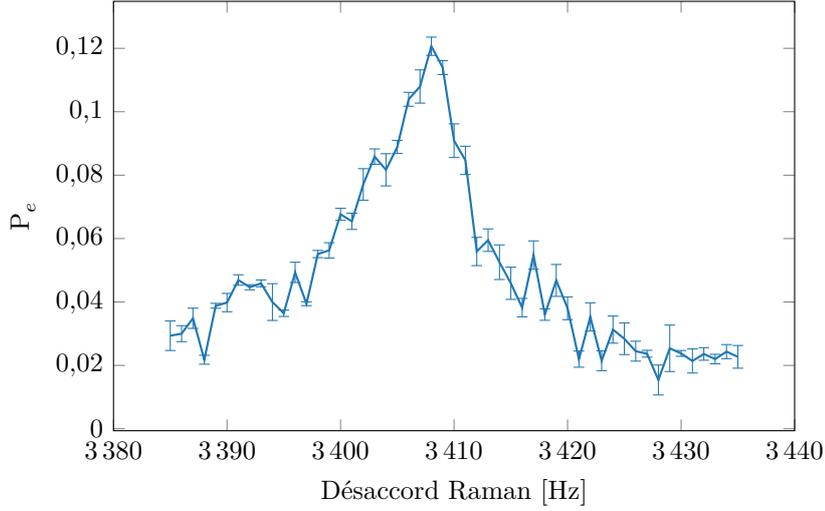


FIGURE II.12 – Spectroscopie de la transition $\Delta m = -6$. Le pic est asymétrique à cause du déplacement lumineux différentiel dû au laser IR.

Un exemple d'une telle séquence est l'interféromètre Ramsey symétrique, semblable à l'interféromètre de Ramsey avec l'inclusion de deux impulsions π micro-onde de fréquence ν_{MW} séparées de $T_{\text{R}}/2$ pour assurer la symétrisation (fig. II.9b). En négligeant la durée des impulsions π micro-onde, la phase en sortie de cet interféromètre vaut [Tac13]

$$\varphi = 2\pi(\nu_{\text{R}} - \Delta m \nu_{\text{B}} - \nu_{\text{MW}})T_{\text{R}} + \varphi_0 - 2\frac{\delta_{\text{AC}}}{\Omega_{\Delta m}} \quad (\text{II.48})$$

Enfin, on peut utiliser la possibilité d'effectuer plusieurs impulsions pour réaliser des séquences offrant une plus grande aire interférométrique. Notons par exemple l'interféromètre « accordéon » [Pel13c] (fig. II.13a) qui permet de doubler l'aire de l'interféromètre, ou l'interféromètre « multi- π » [Ala18a] (fig. II.13b), un interféromètre de Ramsey avec plusieurs impulsions π Raman pour déplacer les atomes dans chaque bras interférométrique de plusieurs puits.

L'utilisation de ces séquences, avec une séparation entre les deux bras de plus de Δm puits, permet d'obtenir une meilleure sensibilité de la phase de l'interféromètre à la fréquence de Bloch. Néanmoins, l'utilité de ces interféromètres est limitée par leur contraste plus faible dû à l'imperfection d'un plus grand nombre d'impulsions [Hil14; Ala18a].

Pour cette raison, toutes les mesures interférométriques utilisées durant ma thèse ont utilisé des interféromètres Ramsey symétriques ou de Ramsey (et principalement ces derniers, pour les raisons exposées plus tard section IV.1).

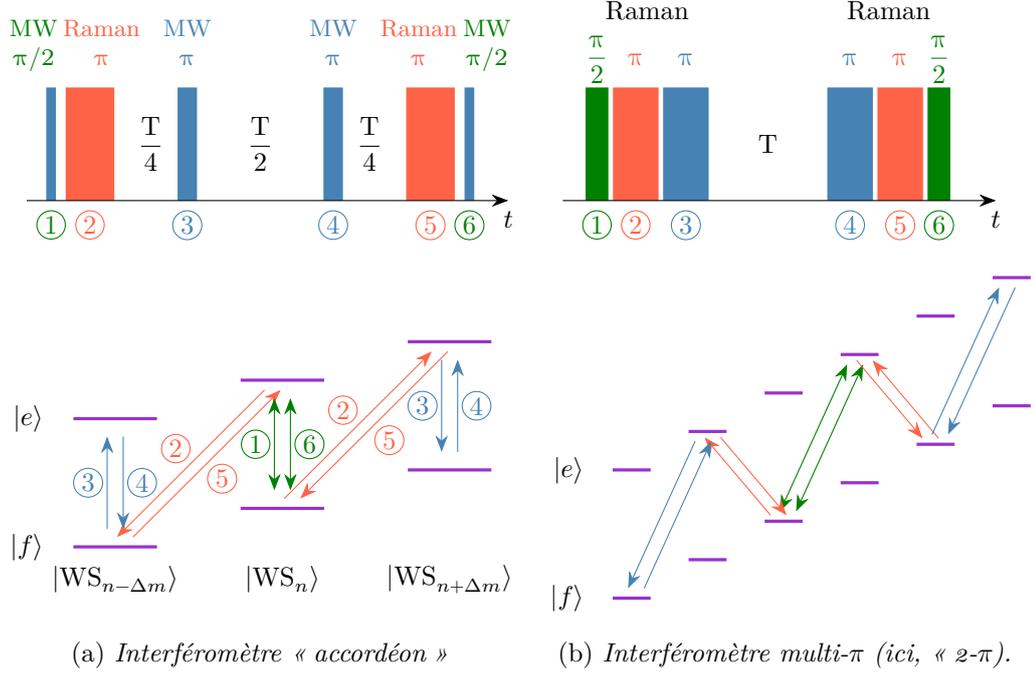


FIGURE II.13 – Séquences interférométriques à grande séparation, par l'utilisation d'impulsion π Raman pour séparer les deux bras interférométriques et augmenter l'aire de l'interféromètre.

II.3 Échelle de Wannier-Stark et mesure de force à proximité d'une surface

II.3.1 États de Wannier-Stark modifiés par la surface

Le voisinage du miroir perturbe l'échelle de Wannier-Stark $E_n = nh\nu_B$ décrite précédemment pour un réseau infini.

En première approche, la présence du miroir impénétrable pour les atomes ajoute un mur de potentiel $V(z < 0) = +\infty$ qui brise la symétrie du système. Les états propres du système ne sont alors plus invariants par translation. Ce mur de potentiel impose que $WS_n(z = 0) = 0$. Seuls les états de Wannier-Stark dont l'extension en $z = 0$ est non négligeable sont impactés par cette contrainte, les états centrés sur $n \gtrsim 8$ conservent une forme semblable à celles des états de Wannier-Stark non modifiés par la surface. La déformation des fonctions d'ondes proches du miroir modifie également leur énergie. En décalant la position moyenne de l'état de Wannier-Stark modifié $|WS_m\rangle$ qui n'est plus centré sur le puits m , la présence du miroir ajoute un effet répulsif.

Numériquement, la fonction d'onde de ces états de Wannier-Stark modifiés peut être calculée en discrétisant l'hamiltonien par une méthode des éléments finis, et en identifiant ses vecteurs propres par des méthodes classiques d'algèbres linéaires [Pel12 ; Mau16b]. On détermine ainsi les distributions de probabilités des états de Wannier-Stark modifiés proches de la surface, représentées figure II.14.

À l'effet répulsif de la surface se rajoute également le potentiel attractif de Casimir-

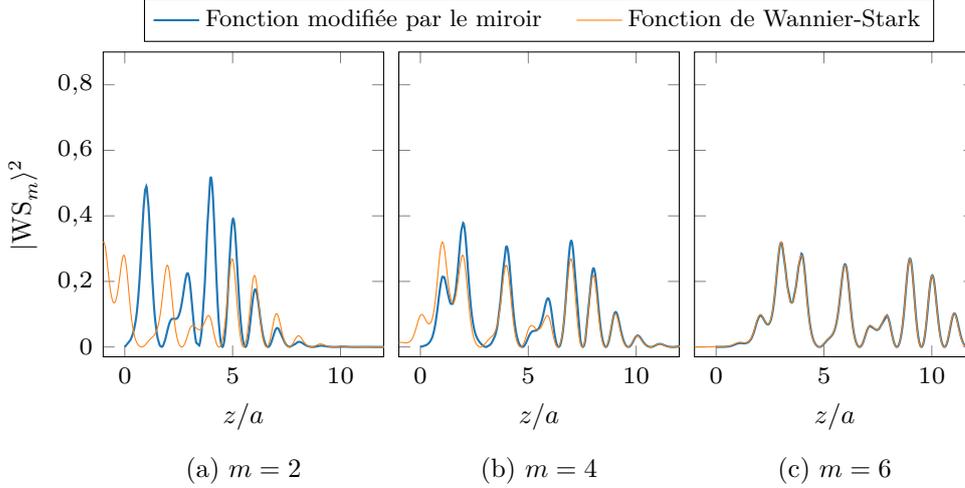


FIGURE II.14 – Fonctions d’onde de Wannier-Stark modifiées par le mur de potentiel de la surface du miroir et la fonction d’onde non modifiée correspondante, pour une profondeur de réseau de $U_0 = 1,9 E_r$.

Polder. Dans le cadre du projet de recherche d’une cinquième force (sec. I.1), son impact sur l’échelle d’énergie de Wannier-Stark a été estimé.

Il faut d’abord évaluer dans notre situation la valeur du potentiel de Casimir-Polder $V_{CP}(z)$. Notre miroir est un miroir diélectrique trichroïque, transparent pour des longueurs d’onde incidentes de 780 nm et 1064 nm et réfléchissant à 532 nm. Seules certaines fréquences du champ électromagnétique incident sont donc sélectionnées. Il est nécessaire d’être plus précis dans le calcul que la simple utilisation des expressions (I.6) et (I.7) déterminées pour une surface parfaitement réfléchissante. Ce travail a été effectué par Axel Maury de l’équipe *Fluctuations quantiques et relativité* du LKB à partir de données mesurées de transmittance de notre miroir [Mau16b].

Pour estimer l’effet de ce potentiel loin du miroir quand $V_{CP}(z) \ll U_0 \approx h \times 8 \text{ kHz}$, on peut simplement utiliser la théorie des perturbations au premier ordre. Le potentiel de Casimir-Polder apporte une perturbation δE_n sur l’échelle d’énergie égale à

$$\delta E_n = \langle WS_n | V_{CP}(\hat{z}) | WS_n \rangle. \quad (\text{II.49})$$

Cependant, pour les puits les plus proches du miroir $n \lesssim 8$, deux phénomènes vont limiter cette approche. D’une part, les interactions de Casimir-Polder deviennent dominantes devant le potentiel de piégeage, et la validité de la théorie des perturbations n’est plus assurée. Le puits de potentiel $n = 1$ n’est par exemple plus confinant.

D’autre part, la densité de probabilité des états de Wannier-Stark modifiés par la surface du miroir tend vers zéro quand $z \rightarrow 0$, mais comme une loi en z^2 . Or le potentiel de Casimir-Polder se comporte dans le régime de van der Waals en $V_{CP}(z \rightarrow 0) \propto z^{-3}$. Le calcul de l’intégrale (II.49) diverge donc en $z = 0$ et il est nécessaire d’ajouter un terme de régularisation pour obtenir un résultat physique [Pel12 ; Mau16b]. Pour contourner ces deux problèmes, il est préférable de résoudre directement l’équation aux valeurs propres

n	$\delta E_n - \delta E_{20}$ [Hz]	$\sigma_{\delta E_n}$ [Hz]	n	$\delta E_n - \delta E_{20}$ [Hz]	$\sigma_{\delta E_n}$ [Hz]
			11	-2,83	0,02
2	559,3	0,8	12	-1,93	0,01
3	85,6	0,7	13	-1,329	0,007
4	-112,9	0,6	14	-0,925	0,008
5	-125,3	0,4	15	-0,643	0,006
6	-60,7	0,1	16	-0,434	0,006
7	-24,85	0,05	17	-0,281	0,005
8	-12,22	0,03	18	-0,161	0,004
9	-6,97	0,01	19	-0,074	0,004
10	-4,33	0,02	20	0,000	0,004

TABLE II.1 – Correction à la fréquence de Bloch $\delta E_n = E_n + n h \nu_B$ des vingt premiers niveaux d'énergies par l'effet de la surface, relativement au niveau $n = 20$, avec les incertitudes associées. Valeurs extraites de [Mau16b].

en prenant en compte simultanément le potentiel de piégeage et celui des interactions atome-surface.

À la suite d'un tel travail, il a été obtenu l'échelle d'énergie présentée table II.1, directement issue de la thèse d'Axel Maury [Mau16b] (table III.4 p. 88).

Malheureusement, à la suite de la dissolution de l'équipe du LKB au sein de laquelle ses travaux ont été effectués, ses codes de calcul n'ont pour l'instant pas été retrouvés. Nous sommes donc dans l'incapacité de reprendre ses calculs pour d'autres situations que celles tabulées dans son manuscrit de thèse. En particulier, les mesures effectuées durant ma thèse ont été réalisées pour une profondeur du réseau de $1,9 E_r$, là où tous les calculs réalisés dans [Mau16b] l'ont été pour une profondeur de $3 E_r$ et donc un plus faible étalement des fonctions d'onde de Wannier-Stark — d'environ 25 %. Nous allons faire par la suite l'hypothèse que les niveaux d'énergie attendus pour la profondeur $U_0 = 1,9 E_r$ restent proches de ceux pour $U_0 = 3 E_r$, et que nous pouvons donc utiliser les calculs d'Axel Maury comme référence de l'effet Casimir-Polder attendu.

II.3.2 Impact sur la mesure de force

Il reste à déterminer l'impact de cette modification de l'échelle d'énergie par les interactions de Casimir-Polder sur la mesure expérimentale de force. L'énergie d'une transition entre les puits n et $n + \Delta m$ (représentée en bleu figure II.15) vaut

$$\Delta E_{n,n+\Delta m} = E_{n+\Delta m} - E_n = \Delta m h \nu_B + \delta E_{n+\Delta m} - \delta E_n. \quad (\text{II.50})$$

Comme nous le verrons par la suite, nous n'avons pas la résolution pour sonder directement des transitions individuelles et mesurer séparément les différentes énergies $\delta E_{n+\Delta m} - \delta E_n$. Nous nous sommes donc contentés d'exciter simultanément toutes les transitions $n \leftrightarrow n + \Delta m$ pour réaliser une mesure de la force moyennée sur l'étendue spatiale du nuage. Pour estimer l'effet attendu de la force de Casimir-Polder, il est alors nécessaire de

prendre en compte ce moyennage à partir des données des niveaux d'énergies modifiés par les interactions de Casimir-Polder (table II.1).

Fréquence de Bloch moyenne

Nous supposons que la distribution de densité atomique $g(n)$ au sein du réseau optique suit une distribution normale de largeur σ_z autour de la position moyenne z_0 , évaluée pour chaque puits n à sa position centrale na :

$$g(n > 0) = \frac{\exp\left(-\frac{(n a - z_0)^2}{2\sigma_z^2}\right)}{\sum_{n' > 0} \exp\left(-\frac{(n' a - z_0)^2}{2\sigma_z^2}\right)} \quad (\text{II.51})$$

Une première approche consiste à moyennner directement les fréquences $\Delta E_{n,n+\Delta m}/h$ des transitions $n \leftrightarrow n + \Delta m$ pondérées par la densité de population $g(n)$ (courbe verte figure II.15) :

$$\Delta E_{\text{avg}} = \sum_n \Delta E_{n,n+\Delta m} g(n). \quad (\text{II.52})$$

Néanmoins, ce n'est pas cette grandeur que nous mesurons physiquement. Pour déterminer la fréquence de Bloch expérimentalement, nous ne mesurons pas directement la fréquence moyenne des transitions $n \leftrightarrow n + \Delta m$, mais la position de la frange centrale de l'interférogramme moyen. Cet interférogramme moyen P_m est la moyenne pondérée par la densité atomique des interférogrammes de chaque transition :

$$P_m(f) = \sum_n P_{\text{Ramsey}}(\delta = f - \Delta E_{n,n+\Delta m}/h, T, \Omega, \tau) g(n). \quad (\text{II.53})$$

Des exemples de simulation d'interférogrammes moyens sont représentés figure II.16. On remarque le décalage des franges sous l'effet des interactions de Casimir-Polder lorsque le nuage se rapproche du miroir. De ces interférogrammes moyens $P_m(f)$, on peut extraire la fréquence de leur frange centrale f_0 et son décalage attendu en se rapprochant du miroir, représenté en orange figure II.15.

On peut constater que ces deux méthodes de moyennage, de la fréquence de Bloch ou des interférogrammes pour en extraire la fréquence centrale, donnent des résultats sur le décalage de la fréquence de Bloch différents de plus d'un ordre de grandeur. Deux effets expliquent cette différence :

1. Le filtrage par l'enveloppe du profil de Rabi limite la contribution des transitions les plus proches du miroir. Lors de la mesure interférométrique, nous sondons les transitions avec une fréquence Raman proche de $\Delta m \nu_B$. Pour les premières transitions les plus proches du miroir, cette fréquence peut être trop désaccordée de résonance pour exciter la transition. La prise en compte de cet effet dans le moyennage des fréquences de Bloch aboutit à la courbe rouge sur la figure II.15.
2. Le moyennage des sinusoides réduit le décalage de la fréquence de Bloch mesuré sur les interférogrammes. Lors du moyennage des franges d'interférence, seules les franges d'un décalage $\delta E_n/h$ petit devant l'interfrange $1/T_R$ contribuent à déplacer la sinusoïde moyenne. Les franges plus fortement décalées ne déplacent pas la frange moyenne, mais contribuent surtout à réduire son contraste.

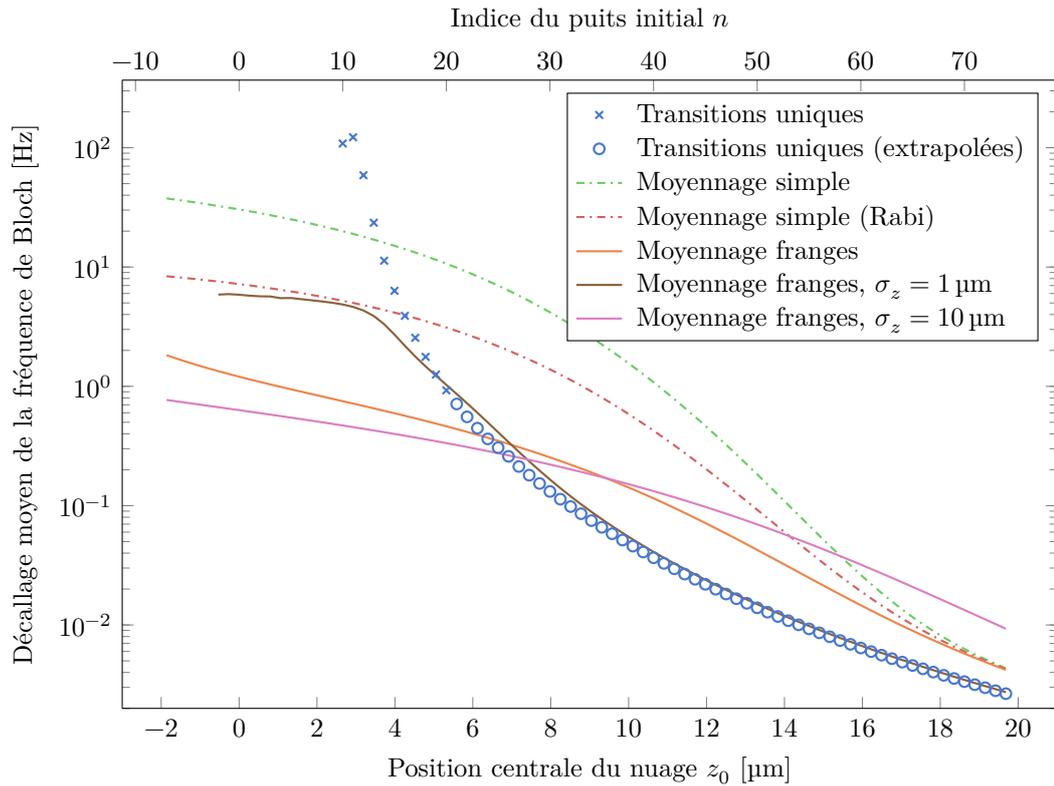


FIGURE II.15 – Décalage moyen de la fréquence de Bloch. Les points bleus représentent la correction à la fréquence de Bloch qu'on obtiendrait en mesurant de manière résolue les différentes transitions individuelles (croix : données brutes extraites de II.1 ; cercles : données extrapolées). La courbe verte indique la correction obtenue en moyennant l'énergie de ces transitions, pondérée par la taille du nuage. La courbe rouge montre le même moyennage, en prenant en compte le profil de l'enveloppe de Rabi centrée sur la fréquence de résonance loin du miroir. Les courbes orange, marron et violette représentent le décalage de la frange centrale de l'interférogramme moyenné pour des tailles de nuage respectivement de 3,5, 1 et 10 μm . Le calcul a été effectué pour une transition $\Delta m = -6$.

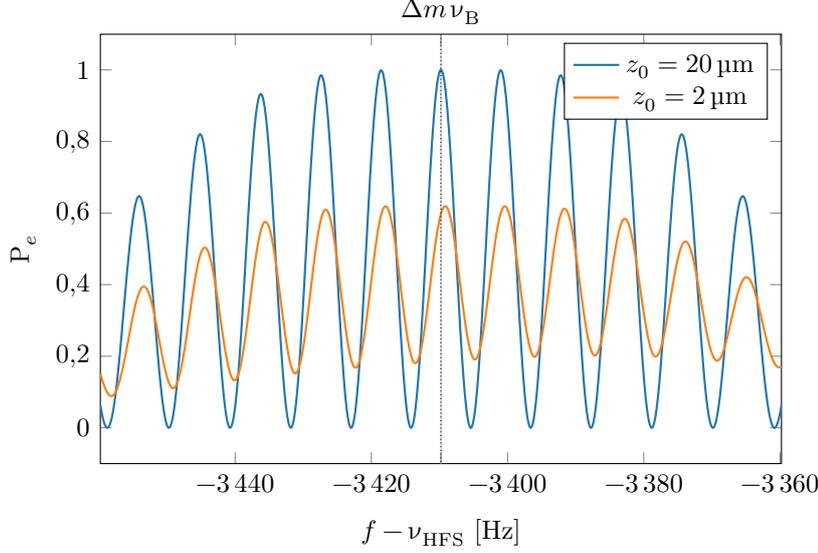


FIGURE II.16 – Simulation des franges de Ramsey au voisinage du miroir pour une transition $\Delta m = -6$ et une taille de nuage $\sigma_z = 3,5 \mu\text{m}$. Les franges se décalent sous l'effet de la force de Casimir-Polder lorsque le nuage se rapproche du miroir.

Cet effet de moyennage est très dépendant de la taille du nuage. Avec un nuage plus petit, le moyennage se fait sur moins de franges, et le résultat est plus sensible aux transitions plus proches du miroir. Par exemple, l'utilisation d'un nuage plus fin de $1 \mu\text{m}$ d'épaisseur permettrait d'obtenir une mesure moyenne de la fréquence de Bloch beaucoup plus proche des fréquences des transitions uniques (fig. II.15).

Extrapolation des valeurs du potentiel de Casimir-Polder

Une limitation rencontrée avec cette opération de moyenne est le faible nombre de niveaux d'énergie tabulés dans la thèse d'Axel Maury (table II.1). Notre instrument est suffisamment sensible pour qu'il puisse être nécessaire de prendre en compte les transitions $n \rightarrow n + \Delta m$ pour des puits $n > 20$.

Pour contourner ce problème, j'ai extrapolé les valeurs des niveaux d'énergies $n > 20$ en supposant qu'ils suivent une loi $\delta E_n = An^{-p} + c$ et en ajustant A et c sur les 6 derniers niveaux d'énergies $E_{14 < n \leq 20}$, là où le potentiel de Casimir-Polder est à priori le plus régulier. Dans ce régime de distance, le potentiel de Casimir-Polder est en pleine transition du régime de Casimir-Polder vers le régime thermique ; il n'est donc pas évident de savoir s'il vaut mieux utiliser $p = 4$ ou $p = 3$. Mais comme on le constate figure II.17, ce choix a impact peu significatif sur la fréquence de Bloch mesurée au final, de l'ordre de 5 %, qui sera indiscernable expérimentalement.

Dans le reste de ce manuscrit, l'extrapolation sera réalisée en prenant $p = 3$.

Fréquence de Rabi au voisinage de la surface

On peut noter que le moyennage de la probabilité de transition dépend de la fréquence de Rabi $\Omega_{n,n+\Delta m} = \langle \text{WS}_n | e^{ik_{\text{eff}}\hat{z}} | \text{WS}_{n+\Delta m} \rangle$ associée à chaque transition. Le voisinage de

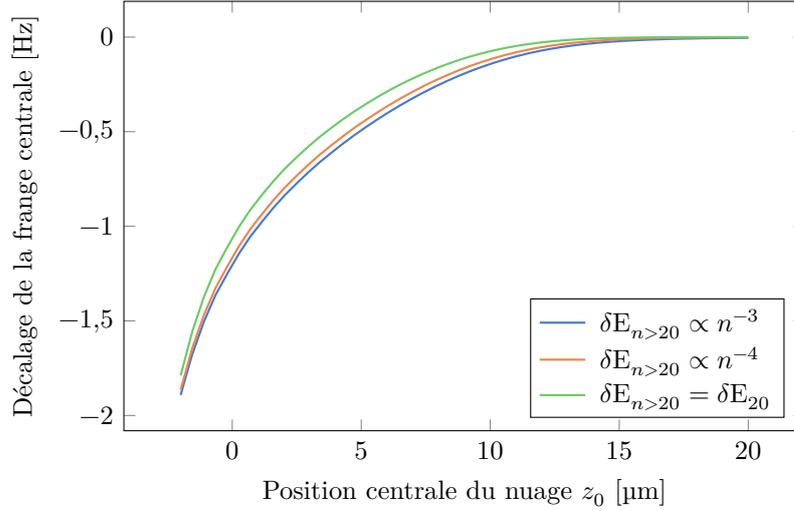


FIGURE II.17 – Décalage attendu de la frange interférométrique centrale à la suite du moyennage sur la taille du nuage en fonction de la distance du centre du nuage atomique à la surface. Le calcul a été effectué pour différentes extrapolations des niveaux d'énergies des états $n > 20$: une évolution à la puissance 3^e (en bleu) ou 4^e (en orange) de la distance du miroir, ou une troncature de la correction des niveaux d'énergie (en vert). Le calcul a été effectué pour une transition $\Delta m = -6$ et une taille de nuage de $\sigma_z = 3,5 \mu\text{m}$.

la surface modifie la fonction d'onde $|\text{WS}_n\rangle$ et par là le couplage entre deux états. Ainsi à une durée de couplage effectuant une transition $\pi/2$ pour les états loin de la surface peut correspondre une amplitude de transition différente au contact du miroir. L'effet de la surface sur la fréquence de Rabi a été étudié dans [Mau16a] (figure II.18). On constate que pour $n \gtrsim 8$, la fonction d'onde reste proche de celle d'un état de Wannier-Stark non modifié et que le couplage ne dépend alors pas de l'état n considéré. Plus proche de la surface il peut être nécessaire de prendre en compte cet effet. Mais comme lors du moyennage de la probabilité de transition, les transitions impliquant ces états sont de toute façon hors du profil d'excitation Rabi et ne contribuent pas au décalage de la frange centrale, il n'est pas utile de prendre en compte cet effet en première approche.

Nous avons vu les principes physiques du fonctionnement de notre capteur quantique, qui permettent de mesurer une force à partir de mesures de la fréquence de Bloch, correspondant à la différence d'énergie entre deux niveaux de l'échelle de Wannier-Stark. Nous allons chercher à mesurer les perturbations induites sur cette échelle par la force de Casimir-Polder, qui ont été étudiées à l'occasion d'une autre thèse [Mau16b]. Du fait de la taille finie du nuage atomique qui impose un moyennage de ces perturbations à l'échelle du nuage, les mesures de force seront dépendantes de la taille du nuage utilisé, et les effets attendus de la force de Casimir-Polder sur les mesures de force seront en pratique beaucoup faibles que si l'on sondait directement des transitions entre puits unique pour des distances inférieures à $5 \mu\text{m}$.

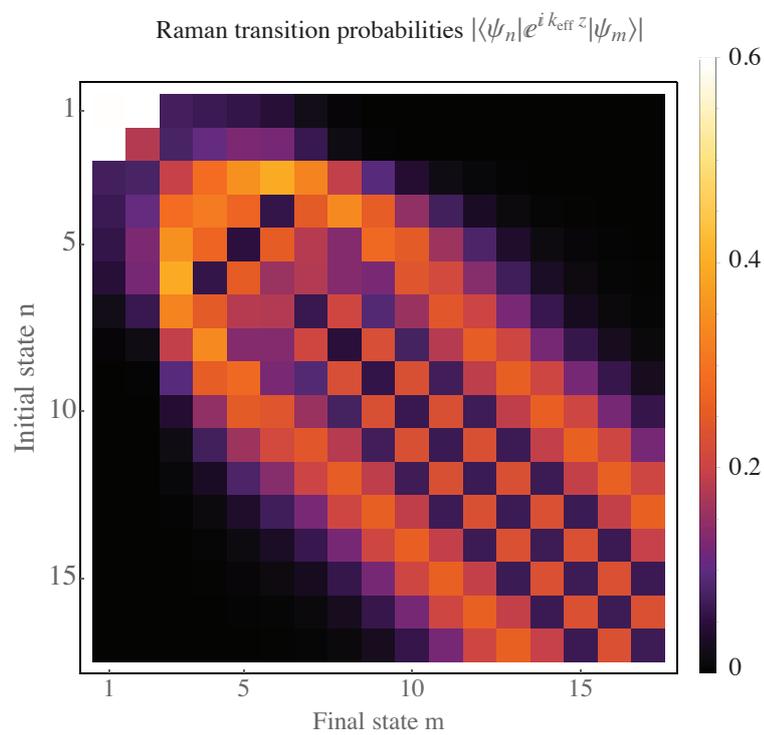


FIGURE II.18 – Couplage Raman $\Omega_{m-n}/\Omega_{\text{eff}}$ entre les deux états $|\text{WS}_n\rangle$ et $|\text{WS}_m\rangle$. Figure extraite de [Mau16a].

Dispositif expérimental

Ce chapitre est consacré à la description du dispositif expérimental capable de piéger, d'interroger et de détecter des atomes ultrafroids au voisinage de la surface. Je commencerai par une description succincte des étapes de refroidissement, qui n'ont que peu évolué par rapport aux versions passées de l'expérience. Je décrirai ensuite le transport des atomes de la chambre à vide de préparation vers la chambre à vide de science où est placée la surface d'intérêt. Je présenterai ensuite les étapes de préparation et d'interrogation dans l'échelle de Wannier-Stark, avant de finir sur le système de détection des atomes.

III.1 Refroidissement laser

La séquence expérimentale débute par le refroidissement et le piégeage d'atomes de ^{87}Rb dans un piège magnéto-optique (ou *magneto-optical trap*, MOT) [Raa87]. La réalisation expérimentale complète de ce refroidissement a été décrite précédemment dans [Sol16b] et [Ala18a], et n'a pas évolué durant cette thèse. On n'en rappellera donc ici que les grandes lignes.

Le refroidissement laser est assuré par deux sources laser, un repompeur et un refroidisseur. Le repompeur est verrouillé sur la transition $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 1\rangle$ par spectroscopie d'absorption saturée, mais par un jeu de passage dans des modulateurs accousto-optiques (AOM), la lumière sur les atomes est résonnante avec la transition $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$. Le refroidisseur est verrouillé en fréquence par asservissement de la fréquence d'un battement avec le laser repompeur, ce qui nous permet une certaine accordabilité. La fréquence de ce laser de refroidisseur est donc ajustable selon l'usage que l'on va en faire (figure III.1). Pour la phase de MOT, on l'ajuste à $\Delta = -14,8 \text{ GHz} = -2,5 \Gamma$ de la transition cyclante $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$.

En combinant ces deux lasers, on peut réaliser en présence d'un gradient de champ magnétique un piège magnéto-optique qui refroidit les atomes sur la transition cyclante $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$. En pratique, une vapeur d'atomes thermiques passe par une première étape de refroidissement dans un MOT 2D pour produire un jet d'atomes refroidis transversalement, qui charge ensuite un MOT 3D placé dans l'enceinte à vide du bas où quelques milliards d'atomes sont refroidis à quelques microkelvins.

Ce refroidissement est cependant moins efficace que dans le passé, avec une saturation du MOT atteinte en près de 3s, contre 1s décrit dans [Sol16b]. Cela n'est pas dû à un

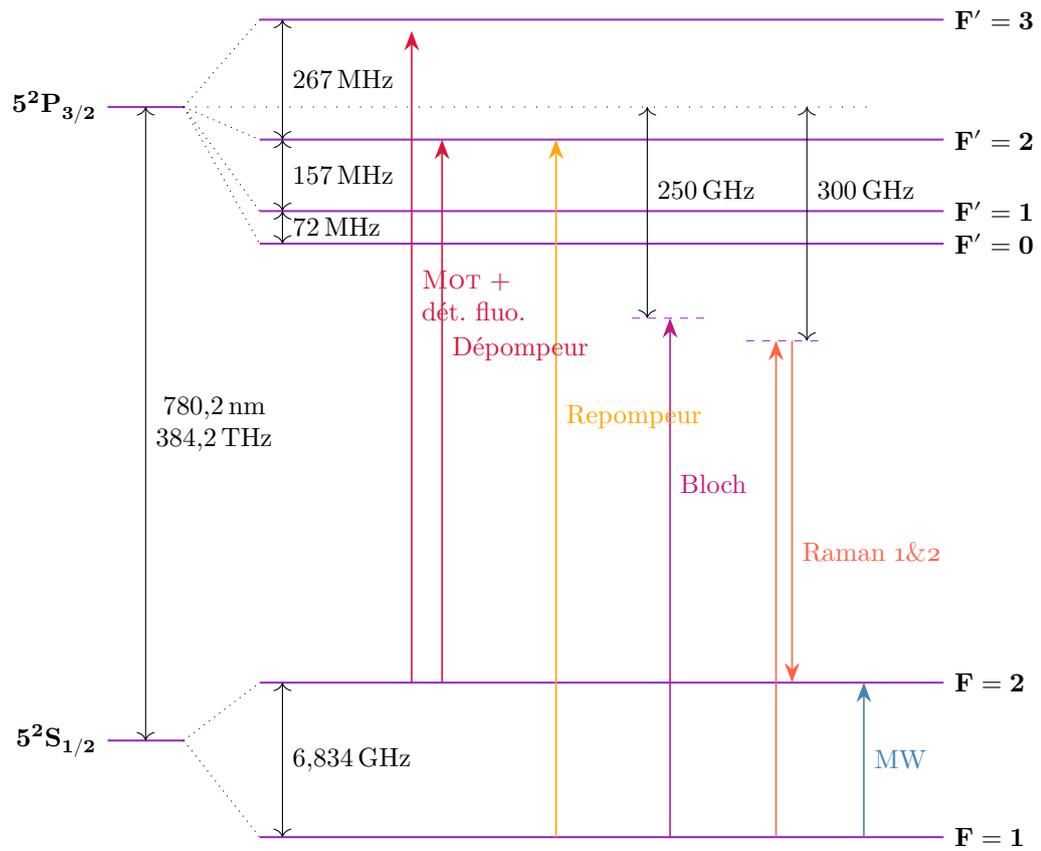


FIGURE III.1 – Niveaux d'énergies de la raie D_2 du ^{87}Rb et les différentes transitions électroniques utilisées dans l'expérience.

problème de vide dans l'enceinte à vide principale, puisque le MOT a une durée de vie observée de 30 s, comparable aux mesures effectuées il y a dix ans [Hil14]. Pour compenser cette moindre efficacité due probablement à une diminution de la puissance laser ou une plus faible efficacité du MOT 2D, la durée de chargement dans le MOT 3D a été portée de 600 ms à 1 s ; ce qui a permis d'augmenter légèrement le nombre d'atomes final après le transport de 14 000 à 16 600 (fig. III.2).

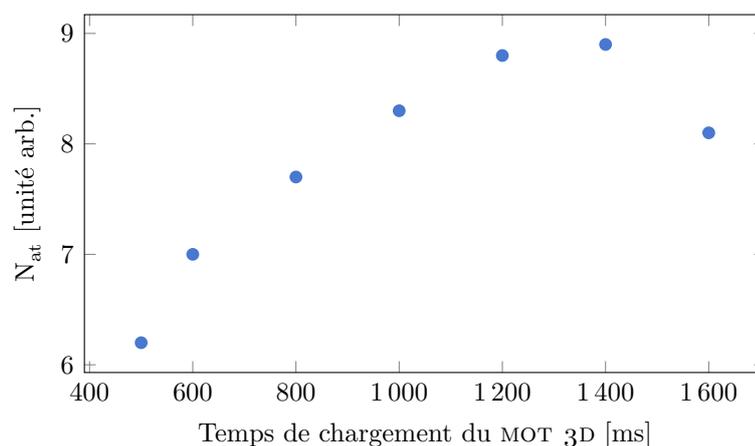


FIGURE III.2 – Nombre d'atomes à l'issue du transport en fonction de la durée de chargement dans le MOT 3D

À l'issue de cette étape de refroidissement est réalisé pendant 100 ms un piège magnéto-optique comprimé « gris », afin d'augmenter la densité du nuage d'atomes froids pour améliorer son transfert dans le piège dipolaire de l'étape suivante. Durant cette phase, on comprime le nuage en augmentant le gradient de champ magnétique du MOT. De plus, l'intensité du repompeur est fortement réduite pour augmenter la population dans $|F = 1\rangle$ (état « gris ») et le désaccord à résonance du refroidisseur est fortement augmenté à -78 MHz, tout cela pour réduire le taux de fluorescence et ainsi la pression de radiation répulsive au sein du MOT lié à la réabsorption de photons diffusés.

III.2 Refroidissement évaporatif

À l'issue de la phase de refroidissement laser, même avec le MOT comprimé gris, le nuage atomique a encore une taille verticale de plusieurs centaines de micromètres. Pour réaliser une mesure ponctuelle de force locale sans avoir à moyennner sur toute cette taille, il est nécessaire de réduire sa taille. Pour ce faire, nous réalisons après cette première étape un refroidissement évaporatif des atomes dans un piège dipolaire croisé.

Ce refroidissement fonctionne en piégeant des atomes dans un piège de profondeur finie. Sous l'effet de collisions élastiques, un atome peut acquérir une énergie supérieure à la profondeur du piège et s'échapper, emportant avec lui son énergie. Le reste du nuage se thermalise alors par collisions à une température plus faible. Pour accélérer le processus au prix d'une perte plus importante d'atomes, on diminue progressivement la profondeur du piège.

La puissance dans chaque bras décroît pendant 2 s selon une loi de puissance [Sol16b]

$$P(t) = P_0 \left(1 + \frac{t}{\tau}\right)^{-\beta} + c \quad (\text{III.3})$$

de manière à assurer un rapport $U_0/k_B T$ constant durant l'évaporation [OHa01]. En pratique, les différents paramètres τ , β , P_0 et c sont ajustés empiriquement de façon à optimiser la densité atomique en fin d'évaporation

Pour maximiser le volume initial de capture des atomes et le taux de collisions élastiques, tout en minimisant la taille finale du nuage, les deux bras ont des rayons sur les atomes différents. Le rayon sur les atomes mesuré par spectroscopie micro-ondes du déplacement lumineux différentiel du petit bras est de $50 \mu\text{m}$ et du gros bras de $135 \mu\text{m}$. Ces rayons sont comparables à ceux mesurés par oscillations paramétriques respectivement de $54 \mu\text{m}$ et $125 \mu\text{m}$ dans [Abs23]. Le positionnement des lentilles de focalisation n'est pas parfait, puisque compte tenu des focales utilisées, nous nous attendons plutôt à un waist du petit bras de $30 \mu\text{m}$ situé au niveau du nuage atomique.

Nous finissons avec environ 45 000 atomes à 310 nK avec un temps de chargement du MOT de 1 s, ce qui est moins efficace que dans le passé de l'expérience. Dans [Ala18b], un échantillon de 100 000 atomes à 300 nK a été obtenu avec un chargement du MOT de 600 ms .

De plus, à cause de ce plus gros rayon du petit bras, le nuage est plus gros qu'espéré. Compte tenu d'une puissance finale dans le petit bras d'environ 0,05 W, la fréquence finale de piégeage est d'environ $\omega_s \approx 2\pi \times 80 \text{ Hz}$. La taille verticale attendue pour le nuage de 300 nK est donc de

$$\sigma_z = \sqrt{\frac{k_B T}{m_{\text{Rb}} \omega_s^2}} \approx 10 \mu\text{m}. \quad (\text{III.4})$$

On mesure effectivement cette taille de nuage à l'issue du transport atomique au voisinage du miroir (sec. V.1.2).

Ce nuage, trois fois plus gros que les $3 \mu\text{m}$ obtenus précédemment [Ala18b], pose problème pour effectuer une mesure résolue en position de la force de Casimir-Polder. Comme nous l'avons vu section II.3.2, l'effet mesuré moyen de la force de Casimir Polder est sensible à la taille du nuage et d'autant plus faible que le nuage est épais. Avec une épaisseur d'une dizaine de micromètres, l'effet des interactions au contact du miroir sera par exemple deux fois plus faible que pour un nuage de $3,5 \mu\text{m}$ d'épaisseur.

Pour remédier à ce problème, nous effectuons à la fin de l'évaporation une étape supplémentaire de compression adiabatique en augmentant linéairement pendant 30 ms la puissance des bras du piège dipolaire d'un facteur $\eta \approx 30$. Si la compression du piège harmonique de fréquence ω vers la fréquence ω' est bien adiabatique, la température du nuage initialement à la température T augmente à

$$T' = T \frac{\omega'}{\omega}. \quad (\text{III.5})$$

La compression augmente donc la température d'un facteur $\sqrt{\eta}$, mais permet de réduire la taille du nuage d'un facteur $\sqrt[4]{\eta}$. Nous mesurons après compression un nuage d'une température de 1500 nK et d'une taille comprise entre 3 et $4 \mu\text{m}$, compatibles avec la

loi d'échelle d'une compression adiabatique. Si la compression s'effectue sans pertes, le nombre d'atomes à l'issue du transport est cependant divisé par deux à cause du chauffage de l'échantillon.

III.3 Transport des atomes

Pour limiter la pollution du miroir de mesure par des atomes adsorbés, le miroir est placé dans une autre enceinte à vide, située au-dessus de celle dans laquelle les atomes sont préparés. Pour réaliser une mesure locale de force, nous devons donc déplacer le nuage atomique de façon contrôlée et avec précision sur les 30 cm de distance entre la surface du miroir et le centre du piège dipolaire, et cela sans expansion du nuage. Pour déplacer le nuage atomique refroidi, nous utilisons un réseau optique en mouvement, appelé un ascenseur de Bloch.

III.3.1 Principe de l'ascenseur de Bloch

Notre ascenseur de Bloch est constitué d'un réseau optique formé par l'interférence de deux faisceaux laser contrapropageants de vecteur d'onde k_b . L'application d'une différence de fréquence δ_b sur l'un des bras par rapport à l'autre entraîne le déplacement du réseau à la vitesse

$$v_b = \frac{\delta_b}{2k_b} \quad (\text{III.6})$$

Les atomes dans ce réseau en mouvement subissent des oscillations de Bloch [Cla05] de la même façon que dans un réseau soumis à une force. Les deux points de vue, force appliquée sur des atomes ou réseau accéléré, sont d'ailleurs équivalents, puisqu'un changement de référentiel non galiléen permet de passer d'une description physique à l'autre. Dans le cas de notre réseau accéléré verticalement, les atomes subissent en plus de la force de pesanteur $m_{\text{Rb}}g$ une force d'accélération d'entraînement $-m_{\text{Rb}}\frac{dv_b}{dt}$.

Grâce à l'impulsion $2\hbar k_b$ transmise aux atomes à chaque oscillation de Bloch, le nuage atomique suit le mouvement imposé au réseau optique. Comme ce mouvement est contrôlé par un désaccord en fréquence, qui peut être très bien contrôlé, il va être possible de déplacer le nuage atomique sur plus de 30 cm avec une extrême précision. En ordre de grandeur, les DDS utilisées pour contrôler le désaccord possèdent une résolution de l'ordre du μHz , ce qui permet en principe d'avoir un contrôle inférieur à 10^{-4} nm sur la position finale du réseau après un transport de 0,1 s.

De plus, grâce à la périodicité des oscillations de Bloch, la taille du nuage atomique est conservée lors du transport tant que les atomes restent piégés dans le réseau accéléré. Cela nécessite de conserver le réseau allumé durant la totalité du transport, il n'est pas suffisant de lancer les atomes puis de les recapturer.

L'efficacité du transport dans l'ascenseur de Bloch est alors limitée par trois sources de pertes :

Filtrage initial Lors du chargement adiabatique dans le réseau, un effet de filtrage a lieu. Seuls les atomes dont l'impulsion est comprise dans la première zone de Brillouin $[-\hbar k_b; \hbar k_b]$ sont chargés dans la bande de Bloch fondamentale qui sera efficacement transportée. Seule une fraction $\text{erf}(v_{\text{rec}}/\sqrt{2kT/m_{\text{Rb}}})$ du nuage à la température T pour être efficacement transporté, soit 73 % d'un nuage à 300 nK

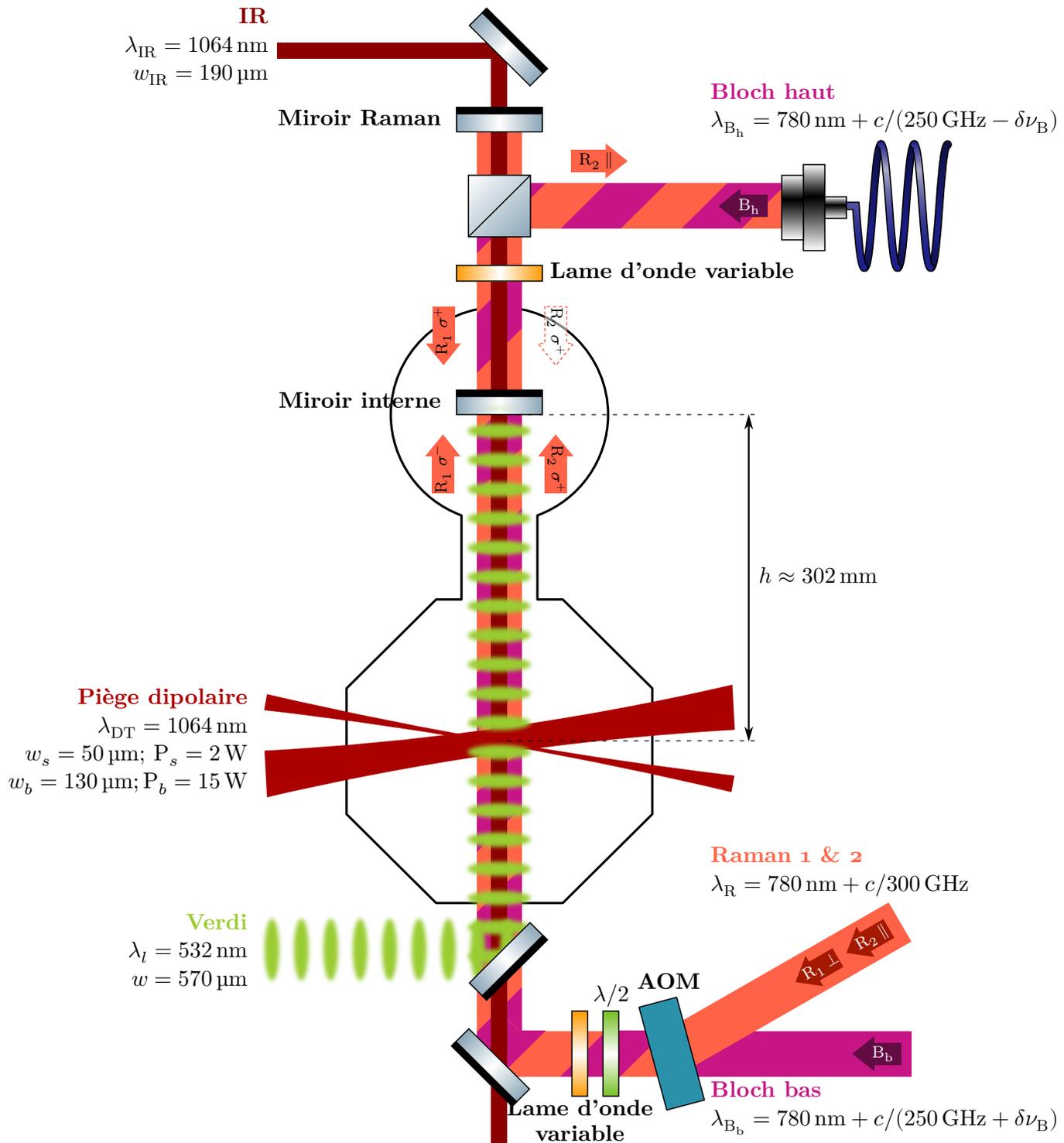


FIGURE III.4 – Schéma global de l'expérience. Tous les lasers doivent être alignés verticalement sur la position du croisement des bras du piège dipolaire.

ou 38 % d'un nuage à 1500 nK, d'où l'intérêt de commencer avec un échantillon ultra-froid.

Pertes non adiabatiques Pendant l'accélération du réseau, les atomes peuvent quitter la bande de Bloch fondamentale pour des bandes excitées si l'accélération est trop importante. Si l'approximation du taux de pertes Landau-Zener (II.20) n'est valable que pour le régime des liaisons faibles, elle donne en première approximation un ordre de grandeur des accélérations pour lesquelles les pertes non adiabatiques restent faibles :

$$a_{\text{acc}} \ll a_c = \frac{\pi}{32m_{\text{Rb}}} \frac{U_0^2}{E_r} k. \quad (\text{III.7})$$

Dans le régime des liaisons fortes dans lequel nous nous plaçons, des termes de pertes supplémentaires peuvent se rajouter. Si l'accélération est telle que les états de Wannier $|w_{0,j}\rangle$ et $|w_{1,j+1}\rangle$ sont de même énergie, les fuites de la bande fondamentale vers les bandes excitées sont favorisées par effet tunnel [Bha97; Glü00]. Cette résonance se produit quand [Dal13]

$$h\nu_B = J_0^{b=1} - J_0^{b=0} \approx 2\sqrt{U_0 E_r}. \quad (\text{III.8})$$

Pour minimiser ces pertes, il y a donc un intérêt à utiliser des accélérations faibles, et donc de longues durées de transport, avec une profondeur de réseau U_0 importante.

Émission spontanée Les atomes sont soumis à de l'émission spontanée, à un taux

$$\Gamma_{\text{sp}} = \frac{1}{8} \frac{\Gamma^3}{\Delta^2} \frac{I_0}{I_{\text{sat}}} \quad (\text{III.9})$$

où I_0 est l'intensité lumineuse au niveau des atomes et Δ le désaccord à résonance des lasers des faisceaux de Bloch.

L'émission spontanée transmet une impulsion $\hbar\mathbf{k}_b$ aléatoire aux atomes. L'impulsion transmise aux atomes peut leur faire quitter la bande fondamentale et chauffe transversalement le nuage. L'émission spontanée contribue également à dépolariiser l'échantillon : un nuage initialement préparé dans l'état $|F=1\rangle$ peut se retrouver dans un mélange d'états $|F=1\rangle$ et $|F=2\rangle$ sous l'effet de l'émission spontanée.

Pour limiter cette source de perte, il faut à l'inverse réduire la durée du trajet et diminuer l'intensité des lasers.

Comme on le constate, il y a un compromis à déterminer entre les pertes non adiabatiques et celles par émission spontanée. Pour optimiser l'efficacité globale du transport, on peut jouer sur plusieurs paramètres, par exemple :

- l'accélération du réseau $a(t)$;
- la puissance $P(t)$ des deux lasers ;
- le rayon w des faisceaux laser ;
- le désaccord Δ à la résonance des faisceaux lasers : puisque $U_0 \propto I_0/\Delta$, $\Gamma_{\text{sp}}/U_0 \propto 1/\Delta$.

Le signe du désaccord Δ joue aussi un rôle, puisque si les lasers sont désaccordés vers le rouge, le potentiel est attractif et les atomes sont piégés aux maxima d'intensité lumineuse¹, tandis que si le désaccord est vers le bleu, les atomes restent piégés dans les nœuds du réseau au niveau des minima d'intensité² [Cla05]. Le taux d'émission spontanée est beaucoup plus faible dans ce dernier cas.

III.3.2 Mise en place expérimentale

Le schéma du banc laser de préparation des faisceaux de Bloch est présenté III.5. Une diode laser en cavité étendue émet un faisceau laser divisé en deux bras, qui passent chacun dans un AOM en double passage pour modifier la fréquence chaque bras de $2\nu_{\text{AOM } i}$. La fréquence de chaque AOM est contrôlable par une DDS (*Direct Digital Synthesizer*). Chaque bras est ensuite amplifié dans un *tapered amplifier*, puis leur intensité est modulée par un deuxième AOM avant l'injection dans une fibre optique et l'acheminement vers la chambre à vide.

Nous avons mis en évidence que les amplificateurs utilisés génèrent de manière non négligeable de l'émission spontanée, dont une partie est à résonance de la transition D2 et engendre beaucoup de pertes par émission spontanée des atomes [Abs23]. Pour corriger ce problème, nous avons placé en sortie des amplificateurs un filtre interférentiel passe-bande de largeur 150 GHz tel que celui utilisé pour la sélection de la longueur d'onde dans le laser à cavité étendue. La fréquence centrale du filtre peut être ajustée en changeant son angle d'incidence. Nous pouvons de cette façon également sélectionner la fréquence du laser en cavité étendue, mais nous sommes limités sur la plage de fréquence accessible par l'accordabilité de la diode laser. La source laser a été fixée à un désaccord à la résonance de -250 GHz.

Avec ce montage, nous disposons d'un contrôle de la fréquence et de la puissance indépendamment sur chaque bras. Les DDS permettent de générer numériquement une succession de rampes arbitraires de fréquences, qui se traduisent sur le mouvement du réseau optique par l'application d'accélération constantes consécutives.

Par souci de simplicité et pour diminuer le nombre de paramètres libres, la séquence de déplacement du réseau a été choisie sous la forme d'une séquence symétrique entre accélération et décélération (fig. III.6) :

1. la séquence débute par une phase de chargement adiabatique où la profondeur du réseau de Bloch augmente linéairement pendant 0,6 ms à la toute fin du refroidissement évaporatif ;
2. le réseau subit une accélération constante $a_{\text{acc}} = 400 \text{ m/s}^2$ pendant $T_{\text{acc}} = 6 \text{ ms}$;
3. l'ascenseur se déplace ensuite avec une accélération $a_{ff} \approx 0$ pendant T_{ff} ;
4. on décélère le réseau à $a = -a_{\text{acc}}$ pendant T_{acc} ;
5. enfin, on éteint adiabatiquement le réseau.

L'accélération résiduelle a_{ff} et la durée T_{ff} sont ajustées de manière à contrôler la position finale des atomes $z_f = \iint a(t) dt dt$.

Les deux bras du réseau optique sont emmenés respectivement au-dessus et au-dessous

1. Dans la limite des liaisons fortes, pour une intensité moyenne I_b , l'intensité ressentie est de $2 I_b$
 2. Dans la limite des liaisons fortes, pour une intensité moyenne I_b correspondant à une profondeur de réseau U_0 , l'intensité ressentie est de $I_b \sqrt{E_r/|U_0|}$

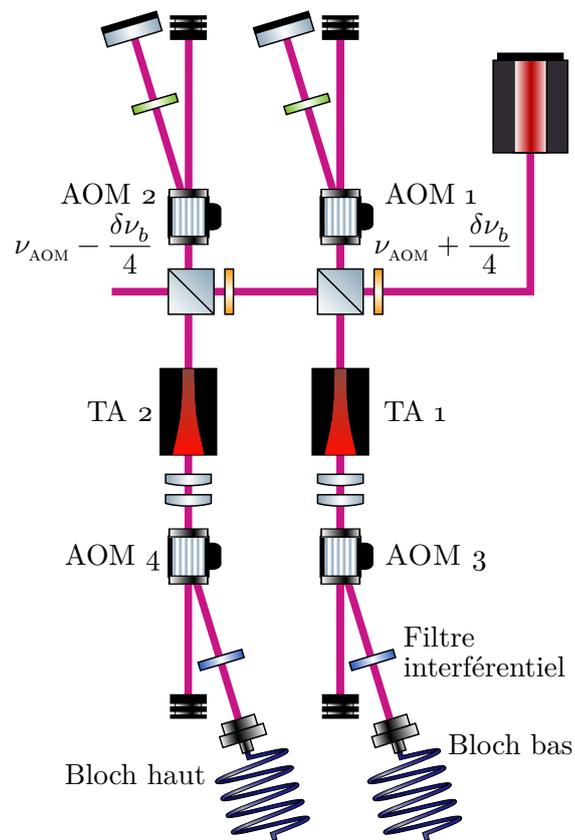


FIGURE III.5 – Schéma du banc optique de préparation des faisceaux de Bloch.

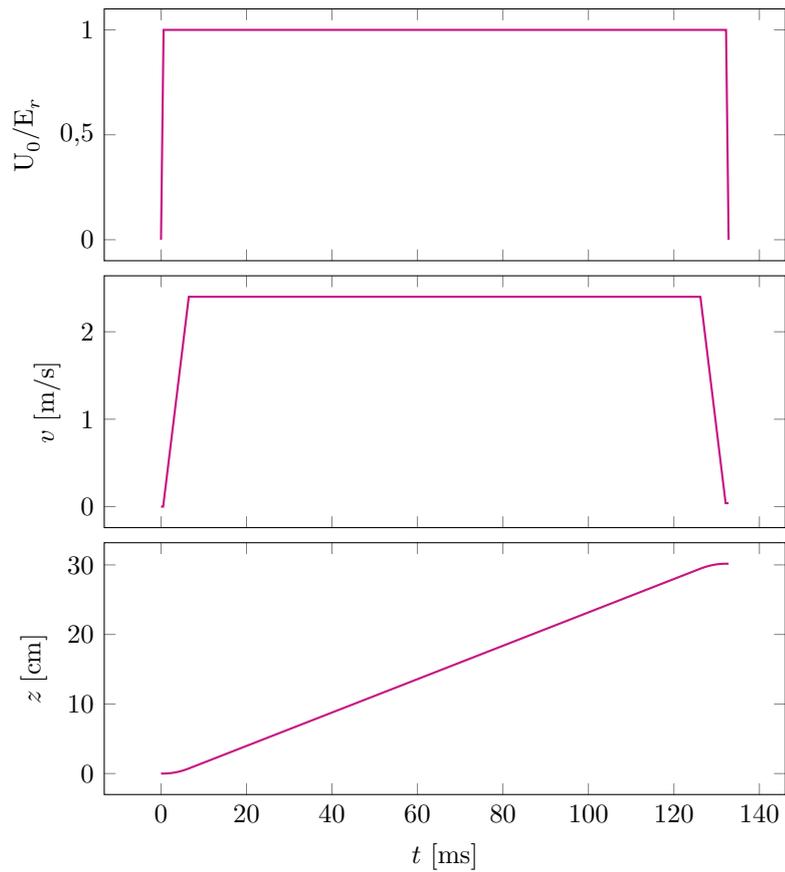


FIGURE III.6 – Séquence de transport dans l'ascenseur de Bloch. La séquence commence par un chargement adiabatique de 0,6 ms dans le réseau, qui est ensuite accéléré pendant 6 ms, puis se déplace à vitesse constante. Le réseau est ensuite décéléré avec la même accélération, puis progressivement éteint.

de la chambre à vide (fig. III.4). La lumière est polarisée linéairement pour former le réseau. L'alignement correct de la polarisation est assez crucial, car en cas de mauvais réglage, le bras du bas peut être partiellement réfléchi sur le miroir Raman (illustré fig. III.4 et présenté à la section suivante). On observe alors la formation d'un réseau parasite statique issu de l'interférence de cette réflexion du Bloch du bas avec lui même. Ce réseau statique perturbe le lancement des atomes et diminue le nombre d'atomes transportés.

Les faisceaux sont focalisés sur les atomes, mais leur rayon n'est alors pas uniforme sur la distance de transport. Au niveau de la chambre à vide inférieure, il est d'environ 350 et 430 μm respectivement pour le bras du bas et celui d'en haut ; au niveau de la chambre supérieure, les rayons respectifs sont de 680 et de 550 μm .

III.3.3 Performances

L'optimisation globale de l'ascenseur de Bloch est difficile, avec de nombreux paramètres rentrant en jeu ($a_{\text{acc}}, T_{\text{acc}}, P_{\text{b}}, w_{\text{b}}, \Delta$, etc.), dont certains complexes à scanner. Après plusieurs étapes d'optimisation locale, paramètre après paramètre, illustrées figure III.7, nous nous sommes fixés sur le jeu de paramètres suivants pour maximiser le nombre d'atomes transférés dans le piège mixte à l'issue du transport :

- $a_{\text{acc}} = 400 \text{ m/s}^2$, $T_{\text{acc}} = 6 \text{ ms}$;
- $P_{\text{b,bas}} = 40 \text{ mW}$, $P_{\text{b,haut}} = 20 \text{ mW}$;

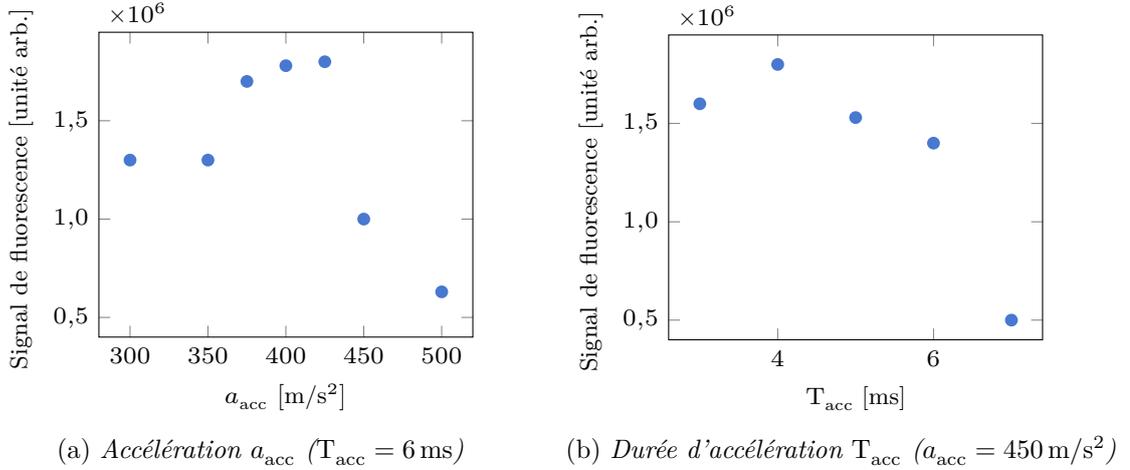


FIGURE III.7 – Évolution du nombre d'atomes transférés dans le réseau optique de mesure en fonction des paramètres de la séquence de transport que sont l'accélération a_{acc} durant la phase d'accélération et la durée T_{acc} de cette dernière.

Avec ces puissances lumineuses, la profondeur du réseau atteint $U_0 = 100 E_r$ au niveau de la chambre à vide inférieure et $U_0 = 40 E_r$ dans la chambre supérieure.

À l'issue du transport, environ 20 000 atomes sont typiquement conservés, soit une efficacité de transport globale de 16 %.

Nous constatons que les atomes parviennent en haut dans un mélange équiprobable d'états $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$, même s'ils ont initialement été tous préparés dans l'état $|F = 1\rangle$, signe que les atomes ont presque tous subi un processus d'émission spontanée.

Le taux d'émission spontanée est estimé à $\Gamma_{\text{sp}} = 70 \text{ s}^{-1}$ en bas et $\Gamma_{\text{sp}} = 25 \text{ s}^{-1}$ en haut, ce qui est cohérent avec cette observation compte tenu de la durée de transport de 130 ms.

À une profondeur de $40 E_r$, l'accélération critique de Landau-Zener est de 22 km/s^2 , bien au-delà des 400 m/s^2 qui semblent constituer le maximum d'efficacité de transport (fig. III.7a). Cette limite semble due au phénomène de résonance entre états de Wannier de bande différente, puisque cette résonance se produit (éq. (III.8)) pour une accélération de 500 m/s^2 . Il devrait être possible d'utiliser une plus grande accélération pour aller au-delà de la résonance, au risque de tomber alors sur l'accélération de résonance pour la profondeur du réseau situé dans la chambre à vide inférieure (de 840 m/s^2), mais ce régime d'accélération n'a pas été exploré.

Nous avons également essayé de diminuer la profondeur du réseau pendant la phase de transport à vitesse constante où les atomes ne sont soumis qu'à l'accélération de la pesanteur de manière à diminuer l'émission spontanée, mais nous avons alors constaté une diminution du nombre d'atomes transportés. Nous ne sommes également pas parvenus à transporter efficacement les atomes en utilisant des puissances lumineuses plus faibles, même avec une accélération a_{acc} beaucoup plus réduite pour éviter les pertes par effet Landau-Zener.

Nous supposons qu'il s'agit d'un effet de pertes lié à une dimension ignorée dans la description précédente des oscillations de Bloch : les pertes transverses. Les oscillations de Bloch assurent le confinement des atomes dans la direction longitudinale du transport, mais il est également nécessaire de piéger les atomes transversalement. En l'absence de confinement transverse, notre nuage à une température initiale de $1,5 \mu\text{K}$ s'étendrait après 100 ms de transport sur $\sigma_x = 1,2 \text{ mm}$, plus large que la taille transverse du piège mixte dans lequel le nuage doit être efficacement transféré à la fin du transport. Puisque l'énergie thermique des atomes correspond à une énergie de $8,2 E_r$, il faut une profondeur minimale d'environ une vingtaine d'unités d'énergie de recul pour assurer le confinement des atomes.

Le choix de l'utilisation de faisceaux laser focalisés et désaccordés dans le rouge s'explique aussi par cette nécessité de conserver les atomes confinés.

III.3.4 Améliorations possibles à l'ascenseur

Nous sommes parvenus à un niveau de performance du transport dans l'ascenseur correct pour réaliser nos mesures, mais probablement encore loin de l'optimal. Avec une efficacité maximale de 20 %, beaucoup d'atomes sont perdus dans le transport. Surtout, à cause de l'émission spontanée et de la dépolarisation du nuage atomique, seulement un quart de ces atomes transportés seront préparés dans l'état utile $|F = 1, m_F = 0\rangle$ ³. Ainsi, nous n'avons typiquement que 600 atomes disponibles pour la mesure, là où il y en avait plutôt 15 000 pour les mesures dans la chambre inférieure [Ala18a], principalement à cause des pertes liées au transport. Nous verrons par la suite comment ce faible nombre d'atomes limite notre sensibilité à la force et notre capacité à résoudre des transitions uniques.

Plusieurs techniques pourraient être mises en place pour améliorer l'efficacité de transport de l'ascenseur, mais n'ont pas eu le temps d'être testées ou mises en place sur le dispositif expérimental.

3. Après l'étape de pompes des atomes dans $|F = 2\rangle$ présenté à la section suivante

Autre jeu de paramètres En conservant le dispositif actuel, il pourrait être possible de faire mieux en utilisant des gammes de paramètres qui n'ont pas eu le temps d'être explorées durant cette thèse ; telle que celle de l'utilisation d'accélération plus importantes pour aller au-delà de la résonance entre bandes, ce qui permettrait de réduire la durée de transport et l'émission spontanée. Par exemple, l'expérience h/m du LKB [Mor20], qui utilise également un ascenseur de Bloch pour lancer des atomes de rubidium, utilise une accélération de 1100 m/s^2 , qui permet de lancer les atomes pendant 5 ms avec une efficacité de 57 %.

Meilleurs profils de fréquences Actuellement, nous utilisons pour contrôler le mouvement de l'ascenseur de Bloch une succession de rampes de fréquence affines, ce qui revient à passer brutalement d'une accélération à l'autre. Dans le régime des liaisons fortes où nous sommes, cette discontinuité dans l'accélération entraîne l'oscillation du paquet d'onde entre les deux premières bandes de Bloch, ce qui ajoute une perte d'efficacité [CAG17]. Pour éviter cet effet, il est possible soit d'ajouter une différence de phase entre les faisceaux de Bloch pour compenser le saut d'accélération, soit simplement d'utiliser des sigmoïdes pour éviter les discontinuités d'accélération.

Confinement transverse des atomes dans un faisceau de Bessel Pour pouvoir limiter l'émission spontanée, il faudrait pouvoir réduire l'intensité lumineuse pendant la phase de transport à vitesse constante, où les pertes par effet Landau-Zener dues à la gravité sont très faibles. Mais comme nous l'avons vu, l'effet limitant est alors la nécessité de piéger transversalement dans le réseau les atomes pour éviter un trop grand étalement transverse durant le trajet. Cette problématique nous empêche aussi d'utiliser un réseau désaccordé dans le bleu, qui permettrait de réduire grandement l'émission spontanée.

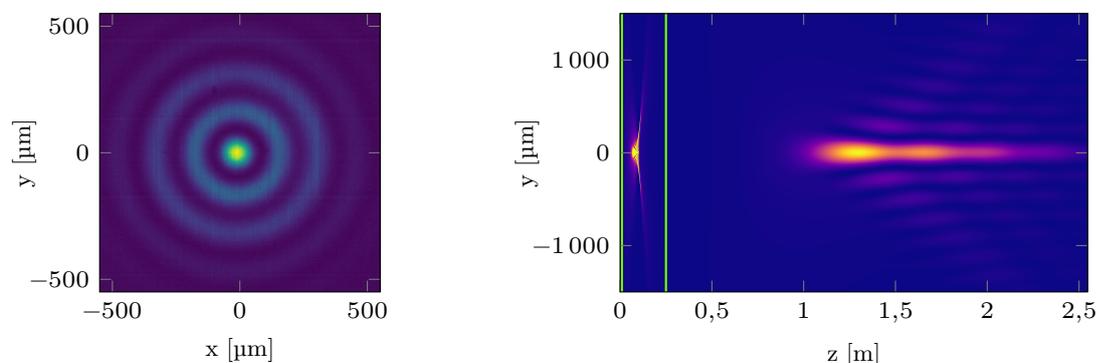
Ce confinement transverse pourrait être assuré par un laser indépendant, en particulier par le laser IR utilisé pour piéger les atomes transversalement dans le piège mixte présenté dans la section suivante. Mais pour piéger efficacement les atomes dans le piège mixte, le faisceau laser doit avoir un rayon assez restreint, de l'ordre de $200 \mu\text{m}$. Avec une longueur de Rayleigh $z_0 \approx 11 \text{ cm}$, il ne peut alors pas assurer un piégeage efficace sur la toute la distance de 30 cm du transport.

Une idée serait d'utiliser non pas un faisceau gaussien, mais un faisceau de Bessel [Klo22]. Un faisceau de Bessel présente une tache centrale d'intensité entourée d'anneaux, de rayon constant durant toute la propagation du faisceau. À la différence d'un faisceau gaussien, la diffraction n'élargit pas la tache et les anneaux, mais disperse l'intensité dans des anneaux de plus en plus éloignés. En mettant sous cette forme le laser IR, il serait possible de l'utiliser pour guider les atomes sur toute la hauteur du trajet et de diminuer l'intensité de l'ascenseur qui n'assurerait plus que le transport longitudinal. Il serait alors également possible d'utiliser des faisceaux de Bloch désaccordés dans le bleu, et avec un rayon plus grand qui simplifierait les alignements.

Un faisceau de Bessel de ce type peut être créé optiquement à l'aide d'un faisceau gaussien focalisé sur une lentille conique (ou axicon). Dans notre cas, les contraintes spatiales liées au dispositif expérimental existant ne permettent pas de placer l'axicon juste en amont de la chambre à vide, il est nécessaire de former le faisceau de Bessel à près d'un mètre de la chambre et de le déplacer à l'aide de lentilles. Il faut alors prendre en compte l'amplification par un tel système optique des défauts du faisceau de Bessel

liés aux imperfections inhérentes à tout axicon, en particulier au niveau de sa pointe [BCZo8].

J'ai commencé à caractériser un axicon (fig. III.8a) et à concevoir le système optique pour le mettre en place (fig. III.8b), mais je n'ai pas eu le temps d'aller plus en avant.



(a) Image du faisceau de Bessel formé 34,5 cm après l'axicon

(b) Simulation du faisceau de Bessel après passage dans l'axicon en $z = 0$ puis par un télescope composé de deux lentilles minces (en vert) de focales 100 mm et 150 mm.

FIGURE III.8 – Simulation de la propagation du faisceau de Bessel à travers un télescope de deux lentilles (à droite) en prenant en compte des imperfections observées de l'axicon (à gauche). Ces imperfections, modélisées par un émoussage de la pointe de l'axicon, génèrent les fluctuations longitudinales d'intensité observées sur la figure de droite.

Laser plus désaccordé Enfin, une dernière solution simple pour améliorer les performances de l'ascenseur serait d'utiliser une autre source laser, plus puissante et plus désaccordable. L'utilisation de 500 mW de puissance lumineuse désaccordée de -2500 GHz permettrait de conserver la même profondeur de réseau et les mêmes pertes non adiabatiques, mais diminuerait d'un facteur 10 l'émission spontanée.

III.4 Piégeage des atomes

III.4.1 Piège mixte

À profondeur U_0/E_r constante, le taux de pertes Landau-Zener (II.20) dépend de la longueur d'onde du réseau λ_l utilisée :

$$F_c = \frac{\pi}{32} \left(\frac{U_0}{E_r} \right)^2 \frac{\hbar^3 k_l^2}{2m}. \quad (\text{III.10})$$

Il y a donc un intérêt à utiliser un réseau optique avec une courte longueur d'onde pour pouvoir piéger les atomes dans un réseau de plus faible profondeur (en valeur d'énergie de recul), et ainsi induire plus facilement des transitions entre puits éloignés [Taci1]. Pour avoir un temps de vie de 100 s dans le réseau, il est par exemple nécessaire d'utiliser une profondeur de réseau de $1,6 E_r$ à 532 nm et de $4,6 E_r$ à 1064 nm (fig. III.9).

Pour cette raison, et avec la contrainte de la disponibilité technologique, nous utilisons

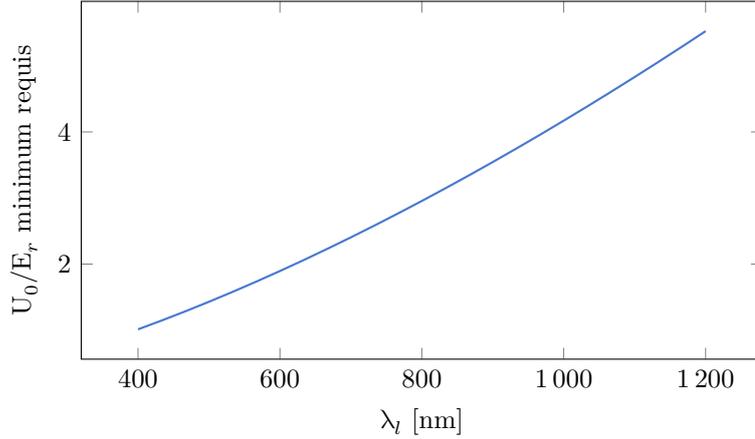


FIGURE III.9 – Profondeur minimale nécessaire pour conserver un temps de vie Landau-Zener de 100 s à différentes longueurs d’onde du réseau.

un faisceau laser vert à 532 nm, généré par un laser commercial Coherent Verdi V-12, capable de générer 12 W de puissance lumineuse. Ce laser est rétro-réfléchi sur le miroir interne (fig. III.4). Au niveau des atomes, il a un rayon de 570 μm et une puissance de 1,7 W, pour lesquels le réseau a une profondeur de 1,9 E_r .

Ce laser engendre le réseau statique de l’échelle de Wannier-Stark et assure le piégeage vertical des atomes, mais puisqu’il est désaccordé dans le bleu, son effet répulsif ne permet pas le confinement transverse des atomes. Il est nécessaire d’ajouter un autre potentiel pour piéger les atomes au centre du réseau optique pendant plusieurs secondes. Pour ce faire, nous utilisons le potentiel dipolaire d’un laser infrarouge à 1064 nm, qui passe à travers le miroir trichroïque interne (fig. III.4). La superposition des deux lasers forme un piège mixte (fig. III.10) dans lequel les atomes peuvent être piégés plusieurs secondes. Le laser infrarouge est un faisceau gaussien avec un waist de 190 μm placé au voisinage du miroir interne. À partir des mesures de force dipolaire exercé par le faisceau (sec. V.2.2), on estime que le waist est situé à environ 1 cm du miroir. La puissance usuelle utilisée est de 0,5 W, ce qui génère un piège de profondeur de 1,4 μK .

Bandes latérales

L’alignement des deux faisceaux du piège mixte est assez crucial. Si les faisceaux ne sont pas alignés parallèlement aux faisceaux des Raman, les états motionnels transverses peuvent aussi être couplés par les transitions Raman [Tac13 ; Pel13c]. Les états transverses du potentiel dipolaire gaussien du laser IR peuvent être approximés à ceux d’un potentiel harmonique, d’énergie $(1/2 + n)\hbar\omega_{\text{IR}}$. Quand \mathbf{k}_{eff} n’est pas parallèle à \mathbf{k}_{IR} , un couplage entre deux états transverses voisins est possible, et on sonde la transition $|\text{WS}_m, n\rangle \leftrightarrow |\text{WS}_{m+\Delta m}, n \pm 1\rangle$ d’énergie $\hbar(\Delta m\omega_{\text{B}} \pm \omega_{\text{IR}})$. On observe alors un phénomène de bandes latérales (fig. III.11). Si la présence de ces bandes latérales permet d’estimer la fréquence de confinement de l’IR, en pratique il s’agit d’un effet indésirable qui réduit le contraste de la transition utile $|\text{WS}_m, n\rangle \leftrightarrow |\text{WS}_{m+\Delta m}, n\rangle$.

Ces bandes latérales sont surtout liées à un défaut d’alignement de l’IR sur les Raman, mais si le réseau optique est lui aussi très désaligné, il peut également ajouter lui aussi

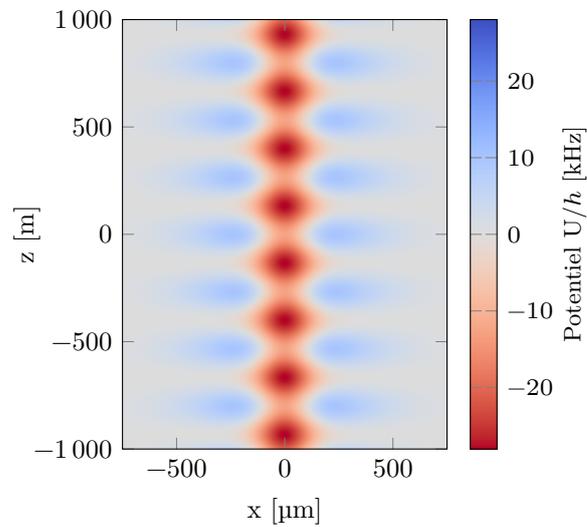


FIGURE III.10 – Carte de potentiel dans le piège mixte

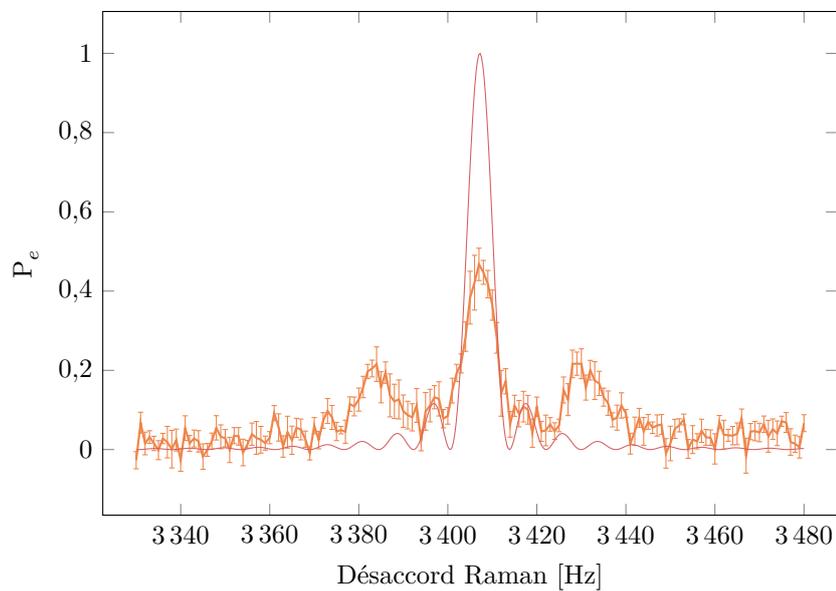


FIGURE III.11 – Spectroscopie Raman de la transition $\Delta m = -6$ à $30 \mu\text{m}$ de distance du miroir. Les bandes latérales sont visibles à $\pm 23 \text{ Hz}$ autour du pic central, ce qui correspond à peu près à la fréquence attendue du piège de 20 Hz . En rouge est représentée la probabilité de transition attendue pour une impulsion π parfaite.

des bandes latérales [Abs23]. Le laser Verdi est rétro-réfléchi sur le miroir interne, qui est positionné au bout d'un manipulateur qui ne dispose pas de contrôle d'orientation. Pour aligner verticalement le réseau optique, nous avons dû contraindre mécaniquement la chambre à vide supérieure et la structure de maintien du manipulateur.

Pour éliminer ces bandes latérales, il suffit de réaligner le laser IR sur les faisceaux Raman. Pour l'alignement, deux platines de translation sont utilisables pour déplacer le faisceau, et un miroir avec des vis micrométriques sert pour la correction de son orientation. Mais nous avons constaté que le transfert des atomes dans le piège mixte est très sensible à la position transverse du faisceau IR, alors que les platines de translation n'offraient pas la sensibilité nécessaire et présentent en plus de l'hystérésis. En pratique, nous avons donc ajusté finement la position du faisceau au niveau du miroir interne en jouant sur les vis micrométriques du miroir, et donc sur la direction du faisceau, mais au prix d'un mauvais contrôle de la direction du faisceau IR relativement aux Raman. Des bandes latérales résiduelles sont restées présentes (fig. III.11).

III.4.2 Transfert dans le piège mixte et préparation des atomes

Le laser IR est allumé dès le début du transport. Compte tenu de sa longueur de Rayleigh, il n'a pas d'effet dans la chambre du bas, mais sert à guider les atomes à la fin du transport. Le laser Verdi est quant à lui allumé brutalement pendant l'extinction adiabatique de l'ascenseur de Bloch. Le moment exact de l'allumage du nouveau réseau pendant la rampe d'extinction de l'ascenseur n'a pas d'incidence nette sur le nombre d'atomes transférés dans le piège mixte.

L'efficacité du transfert dans le réseau statique est d'environ 30% [ABP23].

Dans la chambre du bas, nous pouvons réaliser une étape de pompage optique pour préparer les atomes dans l'état $|F = 1, m_F = 0\rangle$ en préalable à la mesure [Ala18a]. À cause du fort taux d'émission spontanée, un nuage initialement préparé de cette manière se retrouve totalement dépolarisé dans un mélange équiréparti d'états $|F = 1, m_F\rangle$ et $|F = 2, m_F\rangle$. L'étape de pompage optique, inutile, a donc été désactivée pour les mesures dans la chambre du haut.

Pour la mesure, il est nécessaire de préparer le nuage dans un seul état électronique. À la fin du transport, quand les atomes sont encore dans le piège de l'élèveur, plus profond que celui de l'IR, les atomes sont illuminés pendant 0,2 ms par de la lumière du refroidisseur à résonance sur la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$. Les atomes dans $|F = 2\rangle$ sont alors dé pompés vers $|F = 1\rangle$ ou poussés hors du réseau. Environ les deux tiers des atomes sont conservés au total, tous dans $|F = 1\rangle$.

Au final, la mesure est effectuée avec typiquement entre 500 et 800 atomes piégés dans l'état $|F = 1, m_F = 0\rangle$.

III.5 Interrogation des atomes

III.5.1 Faisceaux Raman

Nos lasers Raman proviennent de deux diodes laser en cavité étendue désaccordées de résonance de 300 GHz verrouillées en phase [Hil14]. Pour minimiser l'ajout de bruits de phase lors de la propagation des deux faisceaux laser, ils sont combinés dans des polarisations orthogonales, et acheminés ensemble sur les atomes par le même chemin

optique. La polarisation est circularisée avant d'arriver sur les atomes pour réaliser les transitions Raman contrapropageantes.

Dans une configuration plus classique d'interféromètre Raman sur des atomes en chute libre, on peut ensuite se contenter de rétro-réfléchir les faisceaux Raman sur un miroir après passage dans une lame quart d'onde [Che06 ; Lan17 ; Gau22]. On obtient alors deux paires de faisceaux contrapropageants $\sigma_+^{1,\downarrow}$; $\sigma_+^{2,\uparrow}$ et $\sigma_-^{1,\uparrow}$; $\sigma_-^{2,\downarrow}$. La sélection de la paire utilisée dans la transition Raman se fait via l'effet Doppler qui décale la fréquence de résonance de la transition différemment pour la transition de chaque paire. Cette sélection Doppler en utilisant la vitesse des atomes n'est pas réalisable avec des atomes piégés. Il est certes possible d'utiliser les deux paires de faisceaux simultanément pour se placer dans un régime de double diffraction et augmenter l'aire de l'interféromètre [Lévo9], mais dans ce cas la différence de phase des faisceaux Raman n'est plus imprimée sur la phase de l'interféromètre, ce qui complexifie le balayage des franges [Gei11]. De plus dans notre cas, chaque paire de faisceaux Raman a une différence de phase dépendante de la distance au miroir Raman. La réalisation d'un interféromètre simultanément avec les deux paires risquerait de brouiller les franges, avec l'ajout d'une phase inhomogène à l'échelle du nuage.

Pour sélectionner la paire Raman utilisée, nous éliminons un des faisceaux Raman après le premier passage dans la chambre à vide à l'aide d'un cube séparateur polarisant (fig. III.4). Seul un des deux faisceaux est rétro-réfléchi sur le miroir dit Raman et contribue aux transitions contrapropageantes. En cas de mauvais réglages des polarisations, il peut cependant y avoir un couplage important entre transitions copropageantes qui amplifie le biais sur la mesure de fréquence de Bloch du déplacement lumineux à deux photons [Sol16b].

Trajet optique des faisceaux Raman

Nous nous sommes heurtés au début de ma thèse à un obstacle très prosaïque : la mise en place des faisceaux de Bloch en plus des faisceaux Raman. Le transport est vertical tout comme le sont les transitions Raman, il est donc nécessaire de superposer les deux bras du Bloch au deux faisceaux Raman, en plus des deux lasers du piège mixte (fig. III.4). Le bras du Bloch du haut peut se rajouter simplement en utilisant le cube séparateur utilisé pour filtrer en haut de la chambre l'un des faisceaux Raman.

Mais la superposition du Bloch du bas aux Raman est plus difficile, même si les deux systèmes ne sont pas utilisés simultanément. Nous avons envisagé diverses techniques :

- un miroir dichroïque, tel que ceux qui servent à la mise en place du Verdi et de l'IR sur l'axe vertical, n'est pas utilisable à cause des longueurs d'onde très proches des Bloch et Raman ;
- un cube séparateur par polarisation n'est pas utilisable, puisque les deux Raman sont déjà superposés dans des polarisations orthogonales ;
- une lame séparatrice impliquerait de perdre la moitié de la puissance lumineuse ;
- un miroir mobile risquerait de ne pas avoir une vitesse et une reproductibilité de l'alignement suffisantes.

Finalement, nous avons employé comme bascule entre deux chemins optiques l'AOM utilisé pour le contrôle de l'intensité des faisceaux Raman. Les faisceaux Raman y sont diffractés dans l'ordre 1 quand l'AOM est allumé. Nous y avons ajouté le faisceau de Bloch

de manière à ce qu'AOM éteint, il soit superposé à l'ordre 1 des Raman. L'alignement dans l'AOM — qui n'a pas été prévu pour cette utilisation — est alors plus ardu et a nécessité un rabotage de son capot de protection, mais le dispositif fonctionne.

Nous avons alors une autre limitation : le cristal de l'AOM est biréfringent, et sa biréfringence dépend de la température. Pour garantir la stabilité des polarisations, il faut des polarisations entrantes linéaires et alignées sur les axes propres du cristal. À cause de cette contrainte sur les polarisations en entrée d'AOM, nous avons dû utiliser des lames d'onde (lames à cristaux liquides Thorlabs LCC1423-B) avant et après la chambre à vide afin d'avoir à la fois la polarisation voulue des Raman et le même état de polarisation dans les deux bras du Bloch pour qu'ils interfèrent. Ces lames sont en position neutre durant la phase de l'ascenseur de Bloch et en position de quart d'onde pendant la phase de mesure Raman. Il est par conséquent nécessaire d'ajouter une attente de 120 ms entre les deux phases le temps que la bascule des lames entre les deux états s'effectue.

De plus, à cause des contraintes optiques de taille de faisceau dans l'AOM, les faisceaux Raman ne peuvent pas avoir un rayon très différent de celui du Bloch du bas. Nous avons donc dû réduire leur taille de 2,6 mm [Ala18a] à 800 μm , ce qui augmente les inhomogénéités d'intensité et donc de couplage et rend plus sensible l'alignement du pointé des lasers.

Nous mesurons sur les atomes une fréquence de Rabi pour la transition $\Delta m = \pm 6$ de

$$\Omega_6 = \frac{\pi}{\tau_\pi} = 140 \text{ rad/s} \quad \text{avec } \tau_\pi = 22 \text{ ms.} \quad (\text{III.11})$$

III.5.2 Micro-ondes

Nous disposons dans chacune des deux chambres à vide d'une antenne micro-onde permettant de manipuler efficacement l'état hyperfin des atomes sans changer leur état externe. La micro-onde de la chambre à vide supérieure a un couplage de fréquence de Rabi

$$\Omega_{\text{WM}} = \frac{\pi}{\tau_\pi} = 2250 \text{ rad/s} \quad \text{avec } \tau_\pi = 1,4 \text{ ms.} \quad (\text{III.12})$$

III.6 Détection et système d'imagerie

Nous disposons sur l'expérience de trois méthodes de détection différentes pour observer les atomes dans les deux chambres à vide.

En bas, la méthode de détection par nappes de fluorescence décrite dans [Pel13c] et [Hil14], située 20 cm en dessous de la chambre à vide de refroidissement, a été très peu utilisée durant cette thèse, puisque la sensibilité de ce système est dégradée pour la détection d'atomes transportés dans la chambre à vide du haut par rapport à ceux lâchés depuis la chambre de refroidissement. En effet, la plus grande hauteur de chute entraîne une diminution du signal de fluorescence collecté, le nuage traversant les nappes plus rapidement que lorsqu'il est lâché depuis la chambre du bas.

Deux autres méthodes de détection *in-situ* ont été implémentées dans la chambre du haut et permettent une meilleure sensibilité : une méthode d'imagerie par absorption et une méthode d'imagerie par fluorescence, qui sont décrites en détail par la suite.

Un deuxième système d'imagerie par absorption est également en place dans la

chambre du bas [Ala18a] et permet d'imager le nuage atomique en fin de refroidissement et au début du transport dans l'ascenseur de Bloch.

III.6.1 Détection par absorption

Dans la chambre du haut, un premier système d'imagerie permet d'imager les atomes par absorption en éclairant le nuage atomique par de la lumière résonnante à la transition cyclante $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ et en imageant la lumière transmise. Les atomes absorbent la lumière avec une section efficace $\sigma_0 = 3\lambda^2/2\pi = 0,3 \mu\text{m}^2$ [Ste] pour de la lumière à résonance polarisée circulairement. L'absorption des photons par les atomes est décrite par la loi de Beer-Lambert : $n_\nu = n_\nu^0 \exp(-\int n_{\text{at}}(x, y, z)\sigma_0 dz)$. En mesurant la transmission optique n_ν/n_ν^0 du milieu, on peut directement remonter à la densité atomique $n_{\text{at}}(x, y)$ [Ala18a].

Ce dispositif ne permet d'imager que les atomes dans $|F = 2\rangle$, et avec une sensibilité limitée par le bruit de photons de la lumière d'imagerie. Il permet néanmoins d'avoir une mesure absolue du nombre d'atomes, et d'obtenir une image résolue spatialement du nuage atomique (fig. III.12). En mesurant la taille du nuage après un temps de vol, on peut alors déterminer sa vitesse d'expansion quadratique moyenne et par là sa température — en supposant une distribution de vitesse thermique.

Nous imageons avec une caméra CCD à multiplication d'électrons (EMCCD) Hamamatsu C9100, avec une taille de pixel de $16 \mu\text{m}$. Le grandissement du système optique d'imagerie permet d'obtenir une taille de pixel effective sur les images de $5,7 \mu\text{m}$ (avant binning), comparable à la taille du nuage atomique en fin de transport. Nous n'avons donc pas la résolution suffisante pour imager les puits individuels du réseau.

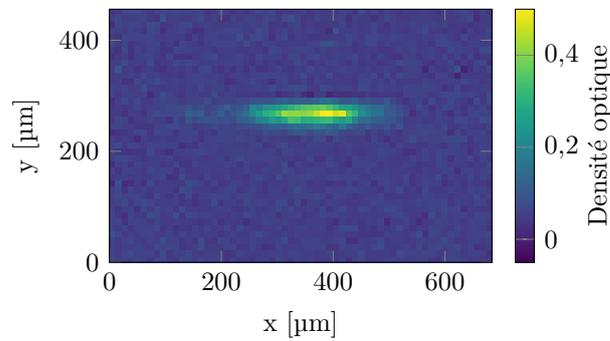


FIGURE III.12 – Image d'absorption du nuage atomique en fin de transport. Le nuage fait une taille radiale d'environ $70 \mu\text{m}$.

Nous nous sommes malheureusement heurtés à l'impossibilité d'imager à proximité immédiate du miroir. Le support du miroir dans l'enceinte à vide avait été conçu avec une petite encoche pour permettre au faisceau d'imagerie de raser la surface. Cependant malgré un alignement minutieux, nous n'avons jamais réussi à imager directement la surface du miroir avec le laser d'imagerie ; elle est toujours restée dans une ombre. Nous savons cependant que la surface se situe au-delà de cette ombre, à un peu moins d'un millimètre, puis que nous parvenons à détecter par fluorescence des atomes dans cet zone d'ombre. Mon hypothèse est que le miroir est un peu mal enclenché dans son support et

que les encoches ne suffisent pas à permettre au laser d'imagerie de frôler la surface sans obstacle (figure III.13).

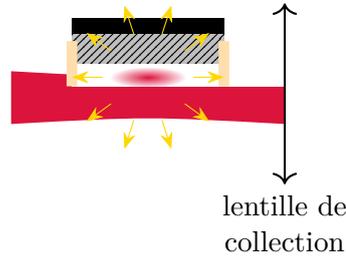


FIGURE III.13 – Illustration de l'ombre portée par le support du miroir (en beige) qui empêche d'imager les atomes au voisinage immédiat du miroir en bloquant la lumière d'imagerie rasante (en rouge). Nous pouvons vérifier la présence d'atomes dans cette ombre en collectant de la lumière diffusée par fluorescence (en jaune) lors de la détection par fluorescence.

Le système d'imagerie par absorption de la chambre du bas fonctionne de manière semblable et permet de mesurer la température du nuage et le nombre d'atomes à la fin du refroidissement évaporatif. Le grandissement du système optique est 1,25, et nous utilisons une caméra pco Pixelfly, sans multiplication d'électrons et un bruit de lecture dix fois plus important que la Hamamatsu utilisée en haut.

III.6.2 Détection par fluorescence

Pour mesurer les populations en sortie d'interféromètre, nous avons utilisé un dispositif d'imagerie par fluorescence in situ.

Le principe est également d'éclairer les atomes avec de la lumière de refroidissement $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$, mais au lieu de mesurer l'absorption dans le faisceau d'imagerie, on collecte les photons de fluorescence dans une direction orthogonale au faisceau. Le bruit de détection lié au bruit de photons est alors bien plus faible puisque l'image est réalisée sur un fond noir. On peut également imager les deux populations $|F = 2\rangle$ et $|F = 1\rangle$. L'impulsion d'imagerie n'affecte pas les atomes dans $|F = 1\rangle$, et en repompant ensuite ces atomes dans $|F = 2\rangle$ on peut les imager avec une seconde impulsion. L'image résultante ne sera cependant pas résolue spatialement, car les atomes diffusent pendant leur fluorescence et le nuage s'étend pendant la prise d'image jusqu'à une centaine de micromètres.

Le montage optique que nous utilisons est constitué de deux faisceaux de fluorescence croisés au niveau des atomes dans un plan orthogonal à l'axe optique d'imagerie. Les faisceaux traversent le miroir trichroïque dans la chambre à vide. La fluorescence est collectée par le même système d'imagerie de grandissement 0,35 que pour l'absorption avec en entrée une lentille 2" placée à 8 cm du miroir, soit une ouverture numérique de 0,32. L'image est prise avec notre caméra à multiplication d'électron. Pour minimiser le bruit de lecture des pixels, nous l'utilisons avec le gain maximum de la multiplication d'électrons, et avec un binning de 4×4 . Un filtre passe-bas à 800 nm et un passe-haut à 750 nm (Thorlabs FELH0750 et Thorlabs FESH0750) filtrent la lumière IR et du Verdi, pour une transmission restante de 88 % à 780 nm. La lumière de diffusion du Verdi est

atténuée d'un facteur au minimum de 100 (saturation de la caméra en l'absence de filtre), mais reste étonnamment toujours visible qu'il y ait un ou plusieurs filtres. La lumière Raman diffuse également sur l'image malgré l'extinction de son AOM, ce qui a nécessité l'ajout d'un interrupteur mécanique.

Pour maximiser le temps que les atomes fluorescent durant la milliseconde de pulse d'imagerie, nous utilisons en réalité une configuration mélasse : les deux faisceaux de fluorescence sont rétro réfléchis et la lumière de fluorescence est désaccordée dans le rouge par rapport à la résonance de $-15,8$ MHz. Cela permet de refroidir les atomes lors de l'imagerie et d'éviter qu'ils ne fuient immédiatement hors des faisceaux d'imagerie par le chauffage de la fluorescence. Cet effet permet un gain assez important sur le signal, d'un facteur environ 4 par rapport à une situation où la rétro réflexion est mal réglée. L'intensité totale des faisceaux de fluorescence avec leur réflexion est estimée à 20 mW/cm^2 pour un rayon de $655 \mu\text{m}$, soit $12 I_{\text{sat}}$ pour de la lumière à résonance sur la transition cyclante.

L'ajout de repompeur dans la lumière de fluorescence permet encore d'amplifier le signal en évitant le dépompage d'atomes dans $|F = 1\rangle$, mais on perd alors la sélectivité sur l'état lors de l'imagerie.

Le fond de l'image n'est malencontreusement pas totalement noir, un peu de lumière incidente est diffusée dans le miroir ou sur les hublots et ajoute un signal parasite ; une image supplémentaire est prise pour soustraire ce fond aux images de fluorescence. La séquence la plus simple d'imagerie est de conserver piégés les atomes dans le Verdi et d'imager les atomes dans $|F = 2\rangle$ sur une première image puis ceux dans $|F = 1\rangle$ sur une deuxième avec l'ajout de repompeur, et enfin prendre une troisième image du fond pour la soustraire aux deux premières.

Néanmoins, ce genre de séquence à plusieurs images peut entraîner des problèmes de normalisation de la détection, par exemple si l'intensité de la lumière de détection fluctue entre les deux premières images. Un contournement assez élégant de ce problème a été proposé par [Ala18a] avec l'idée de forcer une séparation spatiale en basculant les atomes dans $|F = 1\rangle$ vers $|F = 2, m_F = 1\rangle$ et en ajoutant un gradient de champ magnétique, pour permettre d'imager les deux états sur une seule image.

Mais un problème additionnel a été rencontré ici : la détectivité décroît rapidement en se rapprochant du miroir, sans être liée à une perte d'atomes (figure III.14). On constate qu'en imageant les atomes *in situ* directement dans le réseau, le signal de fluorescence devient très faible au voisinage du miroir. Cette perte de signal n'est pas liée à une perte d'atomes, puisque la fluorescence obtenue en imageant les atomes à $750 \mu\text{m}$ de distance de la surface⁴, montre un comportement beaucoup plus stable en fonction de la position initiale des atomes. Il ne s'agit pas d'un problème d'alignement des faisceaux de fluorescence qui seraient alignés en dessous du miroir, puisque même en optimisant l'alignement sur le signal de fluorescence d'atomes à quelques dizaines de micromètres du miroir, on continue à observer le même phénomène. Cela corrobore l'hypothèse posée à la section précédente d'un obstacle d'environ un millimètre de haut qui bloque une partie de la lumière rasant le miroir ; en éloignant les atomes du miroir, cet obstacle bloque moins de lumière et l'on collecte plus de signal.

4. Cette distance constante a été obtenue en ajoutant une chute de durée variable de manière avant l'imagerie

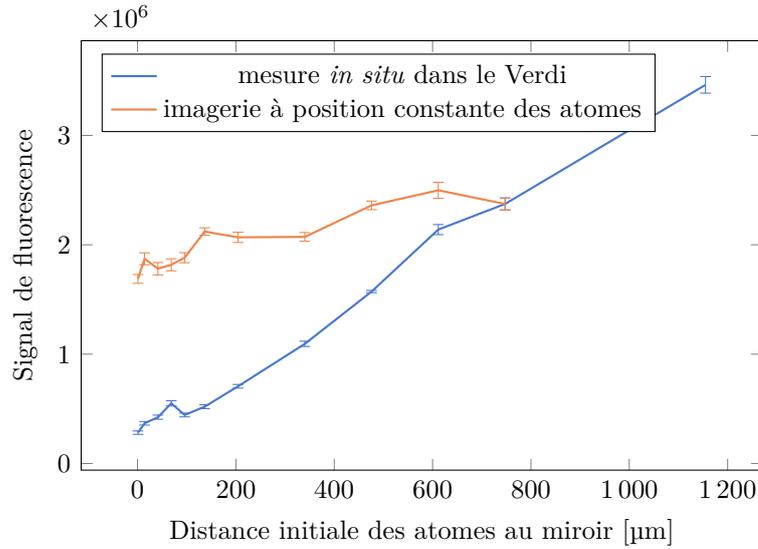


FIGURE III.14 – Signal de fluorescence mesuré en fonction de la distance du nuage au miroir. La fluorescence mesurée *in-situ* décroît avec la distance au miroir (courbe bleue), alors que la fluorescence mesurée à une position des atomes fixe en ajoutant un délai variable de chute avant l'imagerie (courbe orange) présente un comportement stable. Le petit regain de fluorescence sur la courbe bleue pour des distances inférieures à $70 \mu\text{m}$ du miroir provient de la capture du reflet de la fluorescence dans le miroir.

Détection « double »

Pour contourner ce problème et pouvoir imager efficacement les atomes au contact du miroir, j'ai proposé et mis en œuvre une autre séquence. En éteignant le Verdi, les atomes se mettent à chuter et à s'éloigner du miroir. Une succession d'une impulsion de refroidisseur, d'une impulsion π micro-onde et d'une deuxième impulsion de refroidisseur pendant l'exposition d'une seule image (fig. III.15b) va permettre d'imager les atomes dans $|F = 2\rangle$ et $|F = 1\rangle$ sur une unique image, séparés spatialement par la chute des atomes dans $|F = 1\rangle$ entre les deux pulses de refroidisseur (fig. III.15c). En extrayant de l'image deux sous-fenêtres centrées sur chaque état, on peut compter les signaux de fluorescence N_1 et N_2 associés à chaque état. La probabilité de transition à l'issue de l'interféromètre s'en déduit, indépendamment des fluctuations du nombre total d'atomes :

$$P_e = \frac{N_2}{N_1 + N_2}. \quad (\text{III.13})$$

En plus de la meilleure détectivité liée à l'éloignement du miroir, ce schéma présente d'autres avantages :

- nous n'images pas les atomes dans $|F = 1, m_F = \pm 1\rangle$ qui ne seront pas couplés par le pulse micro-onde ;
- nous évitons le bruit de photons ajouté par la diffusion du Verdi ;
- la séquence de détection est raccourcie (2 images prises au lieu de 3), ce qui décroît l'impact de fluctuations d'intensité de la lumière d'imagerie.

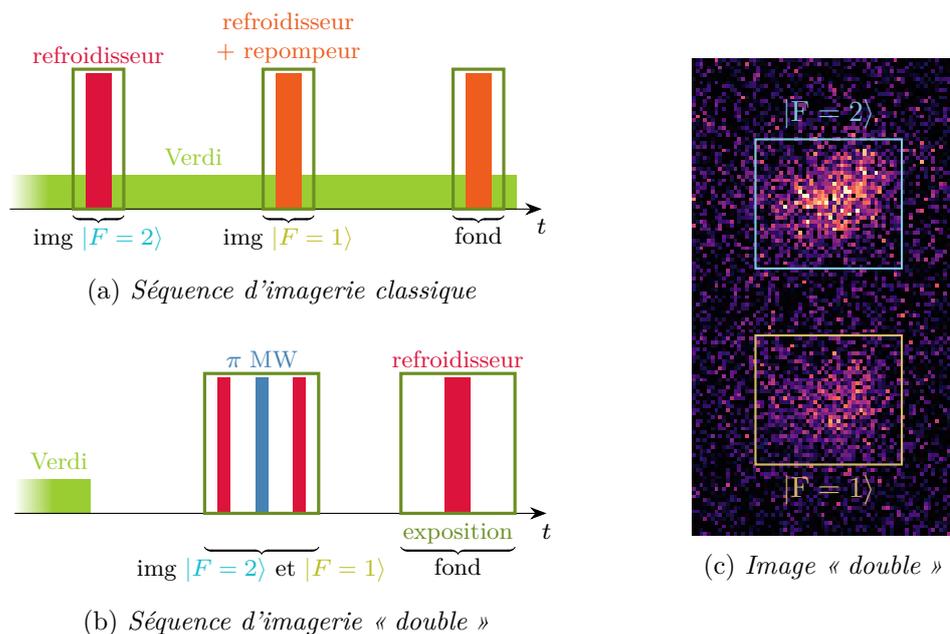


FIGURE III.15 – (a) Séquence d'imagerie classique en conservant le nuage atomique piégé dans le réseau pendant l'imagerie, avec une image par état en plus de l'image de fond. (b) Séquence d'imagerie double où le réseau est éteint avant l'imagerie pour mettre en chute libre le nuage atomique. On image alors les deux états sur une seule image. (c) Image typique en imagerie double. Les deux nuages sont imagés à des hauteurs différentes ; en sommant le signal de fluorescence dans les deux sous-fenêtres, on détermine le rapport des populations entre $|F = 2, m_F = 0\rangle$ et $|F = 1, m_F = 0\rangle$.

Un désavantage rencontré avec cette méthode de détection est sa dépendance en la chute libre des atomes. On observe occasionnellement que les atomes dans $|F = 1\rangle$ ralentissent fortement pendant l'imagerie de $|F = 2\rangle$ même sans fluorescer dans la mélasse ; les deux états ne sont alors plus clairement séparés sur les images. Ce ralentissement semble causé par la force dipolaire attractive des faisceaux d'imagerie centrés sur la zone d'imagerie des atomes dans $|F = 2\rangle$. Le potentiel dipolaire des faisceaux est comparable à l'énergie cinétique des atomes dans $|F = 1\rangle$ en train de chuter, qui peuvent donc être piégés par la force dipolaire. Un très léger désalignement des faisceaux de fluorescence corrige ce problème.

Dans les séquences expérimentales utilisées par la suite, les atomes chutent de $830\ \mu\text{m}$ pendant les $13\ \text{ms}$ qui séparent l'extinction du Verdi et le premier pulse de détection, puis à nouveau de $675\ \mu\text{m}$ (pendant $3,5\ \text{ms}$ après le pulse de $1\ \text{ms}$) avant le deuxième pulse. Ces distances sont un compromis pour s'éloigner suffisamment du miroir et avoir une séparation suffisante entre les images des deux états tout en évitant une trop grande dilution du nuage atomique. Le laser IR est laissé allumé pendant la chute des atomes pour limiter leur expansion horizontale. Les sous-fenêtres de décompte de la fluorescence font une taille de 25×20 pixels avec un binning de 4, soit $570 \times 450\ \mu\text{m}$. La taille à 1σ du signal de fluorescence est d'environ $100\ \mu\text{m}$.

Nous collectons une quarantaine de photons de fluorescence par atome dans le nuage. Avec l'ouverture numérique de l'imagerie de 0,32 et sans prendre en compte l'éventuel effet d'ombre du support du miroir, cela correspond à 1600 photons émis par atome.

Pour une transition à deux niveaux, le taux de fluorescence γ vaut :

$$\gamma = \frac{\Gamma}{2} \frac{s_0}{1 + s_0} \quad (\text{III.14})$$

$$s_0 = \frac{I/I_{\text{sat}}}{1 + 4 \left(\frac{\Delta}{\Gamma}\right)^2} \quad (\text{III.15})$$

avec Γ la largeur de raie, s_0 le paramètre de saturation, I_{sat} l'intensité de saturation de la transition, I l'intensité lumineuse incidente et Δ le désaccord à la résonance. En supposant que la lumière de fluorescence soit dépolarisée ($I_{\text{sat}} = 3,57 \text{ mW/cm}^2$ [Ste]), on s'attend alors à ce qu'un atome fluoresce 3800 photons dans la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ pendant la durée d'imagerie $t_{\text{imag}} = 1 \text{ ms}$, en accord raisonnable compte tenu de la présence attendue d'obstacle.

Cependant si l'on prend en compte le dépompement de $|F = 2\rangle$ vers $|F = 1\rangle$ (via la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$), le taux de fluorescence attendu est beaucoup plus faible. Compte tenu des désaccords utilisés, un atome ne devrait fluorescer en moyenne que 320 photons avant d'être dépompé dans $|F = 1\rangle$, ce qui est incompatible avec nos observations du nombre de photons détectés. D'autre part, compte tenu du taux de dépompement calculé, les atomes devraient être totalement dépompés à l'issue du pulse d'imagerie. Pourtant, l'ajout de repompeur dans l'imagerie n'amplifie le signal de fluorescence que d'environ 30 %, ce qui écarte la possibilité d'avoir des atomes totalement dépompés. La lumière de fluorescence est peut-être moins dépolarisée que ce que l'on croit, et la transition cyclante $|F = 2, m_F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3, m_F = 3\rangle$ prédominante, ce qui pourrait expliquer un taux de dépompement plus faible qu'attendu.

Enfin, on peut quantifier l'intérêt de la configuration mélasse que nous utilisons dans notre dispositif de fluorescence. En l'absence de rétro réflexion, les atomes acquièrent une vitesse moyenne dans la direction de chaque faisceau $v_{\text{flu}}(t) = N_\nu v_{\text{rec}}$ où N_ν est le nombre de photons diffusés et v_{rec} est la vitesse de recul. En prenant un nombre total de photons diffusés $N_\nu = 3800$ pendant 1 ms, les atomes se déplaceraient alors de 9 mm pendant la durée du pulse d'imagerie, largement en dehors du champ d'imagerie de la caméra. Avec des faisceaux rétro réfléchis et une intensité lumineuse égale dans les deux directions, la vitesse moyenne des atomes reste nulle, mais en l'absence de désaccord à la résonance, les atomes diffusent et la vitesse quadratique évolue comme $\sigma_v = \sqrt{N_\nu} v_{\text{rec}}$. Le nuage a alors à la fin de l'imagerie une expansion $\sigma_x = \sqrt{N_\nu} v_{\text{rec}} t_{\text{imag}}/3 = 120 \mu\text{m}$ en supposant une taille initiale nulle. Avec une mélasse, on réduit encore la diffusion des atomes et l'expansion du nuage. Dans les conditions usuelles, l'expansion est mesurée à 100 μm .

Les performances de ce nouveau système d'imagerie et son impact sur le bruit de mesure de force seront étudiés en section IV.2.1.

À propos du désaccord

Rétrospectivement, le choix d'un désaccord pour les faisceaux de fluorescence de $\Delta = 2\pi \times -15,8 \text{ MHz} \simeq -2,6\Gamma$ ne semble pas le plus judicieux. Ce désaccord a été

initialement choisi pour imiter le désaccord utilisé lors du refroidissement dans le MOT, sans avoir été vraiment varié lors des optimisations successives de la détection.

Néanmoins, ici les atomes sont déjà froids, il n'est donc pas nécessaire d'utiliser un grand désaccord pour augmenter la vitesse de capture comme dans un MOT. Pour la détection, nous voulons maximiser le nombre de photons fluorescés par atome par unité de surface sur l'image, afin de limiter le bruit de photons liés au fond lumineux (voir section IV.2.1). Nous cherchons donc plutôt à réduire la taille de diffusion du nuage lors de la fluorescence, ce qui implique de maximiser le coefficient de friction des atomes dans la mélasse. Si l'on considère seulement un refroidissement Doppler, ce coefficient de friction est maximal pour $\Delta = -\Gamma/2$ [Dal15]. Dans ce cadre d'un refroidissement purement Doppler, on peut alors s'attendre à une taille de nuage de $70\ \mu\text{m}$ pour un désaccord de $-2,6\Gamma$, contre $30\ \mu\text{m}$ pour un désaccord de $-\Gamma/2$. En pratique à l'effet Doppler se rajoute le refroidissement Sisyphes pour lequel un grand désaccord peut mener à un refroidissement plus efficace. La modélisation du refroidissement Sisyphes est plus complexe, mais des résultats expérimentaux [Hod95] montrent que l'utilisation d'un désaccord tel que $s_0|\Delta|/\Gamma \approx 0,1$ (soit $\Delta \approx -0,5\Gamma$ avec le paramètre de saturation $s_0 \approx 0,2$ actuel) permettrait de diminuer le coefficient de diffusion spatiale, d'un facteur environ 5.

De plus, l'utilisation de lumière plus proche de résonance aurait amplifié le taux de fluorescence γ à intensité I des faisceaux de fluorescence constante. Par exemple, utiliser un désaccord $\Delta = -\Gamma/2$ plutôt que $-2,6\Gamma$ permettrait de réduire l'intensité des faisceaux de fluorescence d'un facteur 14 tout en conservant le même paramètre de saturation $s_0 \approx 0,2$ et donc le même nombre de photons fluorescés, ce qui réduirait le bruit d'imagerie d'un facteur 4 (voir section IV.2.1). Diminuer l'intensité à taux de fluorescence constant réduirait également le taux de dépompage et permettrait donc potentiellement de faire fluorescer les atomes plus longtemps.

Avec le dispositif expérimental décrit dans ce chapitre, nous sommes capables de réaliser des mesures de forces à proximité du miroir interne. Nous avons mis en place un ascenseur de Bloch, permettant de transporter un nuage d'atomes froids à une distance contrôlée du miroir et sans expansion du nuage, avant de le transférer dans le piège mixte où sera réalisé les mesures de l'échelle de Wannier-Stark, au prix de pertes atomiques assez importantes. L'impact du plus faible nombre d'atomes sur le bruit de mesure est partiellement compensé par la mise en place d'un nouveau système d'imagerie par fluorescence, avec une meilleure détectivité que les systèmes de détection utilisés auparavant.

Les performances de ce nouveau système de détection, et du capteur de force de manière plus générale, sont présentées au chapitre suivant.

Sensibilité au voisinage de la surface

L'optimisation de la sensibilité du capteur quantique a été un travail de longue haleine depuis les débuts du projet [Pel13c; Tac13; Hil14; Sol16b; Ala18a]. Différentes techniques ont été implémentées, jusqu'à obtenir une sensibilité de 3×10^{-30} N à 1 s dans un régime de milieu « dilué », à l'issue d'une simple mélasse optique [Sol16b], et de 7×10^{-30} N à 1 s avec un échantillon dense de $3 \mu\text{m}$ [Ala18b]. Avec une telle sensibilité, il serait possible d'effectuer une mesure de l'effet Casimir-Polder résolue à 10 % à une distance de $6 \mu\text{m}$ en une seule mesure, et à $14 \mu\text{m}$ en intégrant pendant une heure.

Cependant ces sensibilités ont été atteintes dans la chambre à vide inférieure, loin de toute surface. Il reste à étudier et à optimiser la sensibilité dans la chambre supérieure et à proximité du miroir, dans des conditions notablement dégradées (moins d'atomes, autre système de détection, interactions du miroir).

Les fluctuations coup-à-coup de la mesure de la fréquence de Bloch σ_{f_B} peuvent être estimées pour un interférogramme de contraste C avec un temps d'interrogation T de la manière suivante :

$$\sigma_{f_B} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{P_e}}{\pi C T}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_\varphi}{2\pi T}\right)^2} \quad (\text{IV.1})$$

où σ_{P_e} est le bruit sur la mesure de la probabilité de transition dû au bruit de détection, et σ_φ est le bruit sur la phase Raman. L'optimisation de la sensibilité passe donc par l'augmentation simultanée du contraste interférométrique et de la durée d'interrogation Ramsey, par la réduction des bruits de détection et d'imagerie, et la diminution des différentes sources de bruits de phase. C'est ce travail que je vais présenter dans la suite du chapitre.

IV.1 Contraste interférométrique

IV.1.1 Imperfection des impulsions Raman

Une première source de réduction du contraste, indépendante du temps d'interrogation, est l'imperfection des impulsions $\pi/2$ Raman. Comme illustré figure IV.1, l'efficacité d'une impulsion π ne dépasse pas les 65 % à cause d'inhomogénéités sur le couplage Ω_{eff} bien plus importantes que lors des mesures effectuées dans la chambre inférieure, où l'efficacité d'une impulsion π pouvait atteindre les 90 %. En ordre de grandeur, pour obtenir un tel amortissement des oscillations, il faudrait avoir une dispersion des fréquences de Rabi

d'environ 50 % de la fréquence centrale. Cette imperfection limite le contraste maximal attendu de l'interféromètre qui ne pourra dépasser l'efficacité de cette impulsion π de 65 %.

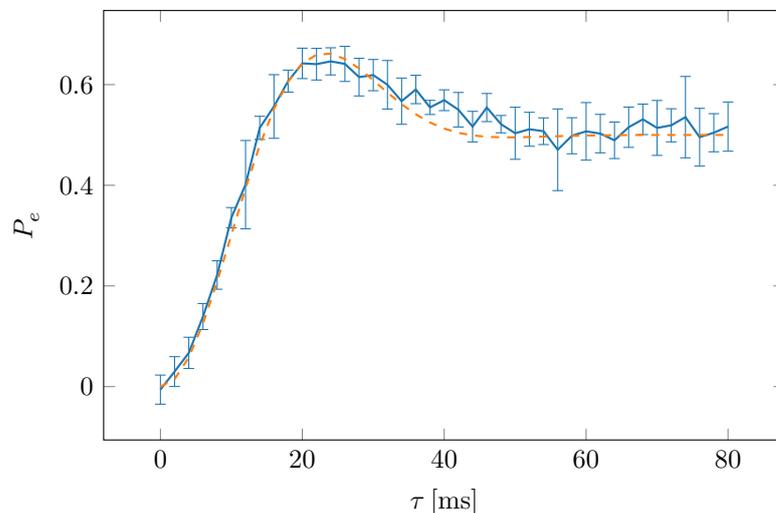


FIGURE IV.1 – *Oscillation de Rabi résonnante sur la transition $\Delta m = +6$. La courbe en pointillés est un ajustement sur l'oscillation de Rabi en supposant une distribution gaussienne de fréquence de Rabi de largeur σ_Ω autour d'une fréquence centrale Ω_0 . L'ajustement donne $\Omega_0 = 108$ rad/s et $\sigma_\Omega = 59$ rad/s.*

À cause des contraintes de superposition des faisceaux laser Bloch et Raman (III.5.1), ces derniers ont un rayon plus faible que dans le passé de l'expérience (0,8 mm contre 2,6 mm), mais qui reste en principe assez grand devant la taille du nuage piégé d'environ 50 nm. Compte tenu de ces deux dimensions, on s'attendrait à des inhomogénéités d'intensité et donc de fréquence de Rabi, d'environ 1,5 % à l'échelle du nuage atomique, ce qui n'explique donc pas l'amortissement constaté de l'oscillation de Rabi.

La présence des bandes latérales due au mauvais alignement de l'IR est également une source d'amortissement du contraste des oscillations et de réduction de contraste.

Enfin, nous avons remarqué à l'issue de cette thèse la présence d'une poussière sur la fenêtre au-dessus de la chambre à vide supérieure qui pourrait perturber le profil d'intensité du faisceau de Raman rétro-réfléchi sur le miroir Raman (et qui passe donc deux fois par ce hublot), ce qui pourrait également être une source d'inhomogénéités, même s'il n'est pas certain que cette poussière ait été présente durant les mesures présentées ici.

IV.1.2 Perte de contraste et inhomogénéités de phase

Comme toujours, le contraste de l'interféromètre décroît avec la durée d'interrogation T (fig. IV.2). Cela pourrait être dû à des sources de décohérence telles que l'émission spontanée, mais cette dernière est ici négligeable grâce au désaccord important des lasers Verdi et IR (moins de 1 % par seconde de perte de contraste). La chute de contraste est dominée dans notre cas par la présence d'inhomogénéités. Par exemple, en présence

d'une distribution gaussienne de phase de largeur σ_φ , les franges se brouillent et la frange moyenne va avoir un contraste donné par :

$$C = C_0 \exp(-\sigma_\varphi^2/2). \quad (\text{IV.2})$$

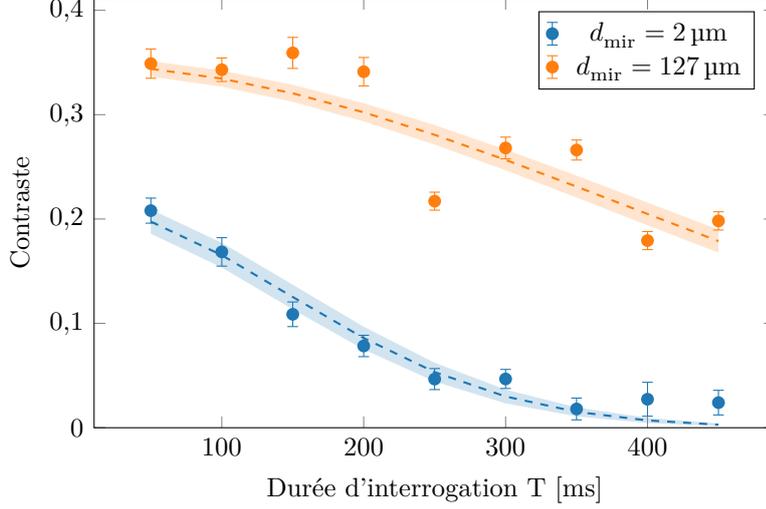


FIGURE IV.2 – Amortissement du contraste interférométrique avec la durée d'interrogation. Mesure pour une puissance du laser de confinement $P_{\text{IR}} = 0,6 \text{ W}$. Les courbes en pointillés représentent l'ajustement du contraste par l'équation (IV.3). On en déduit la valeur des inhomogénéités représentées figure IV.3.

Ainsi, si la fréquence de Bloch ν_B ou la fréquence hyperfine ν_{HFS} sont inhomogènes à l'échelle du nuage, le contraste diminue exponentiellement avec le temps d'interrogation T :

$$C = C_0 \exp(-(2\pi\sigma_\nu T)^2/2). \quad (\text{IV.3})$$

Je vais maintenant détailler les principales sources d'inhomogénéités que j'ai identifiées.

IV.1.3 Inhomogénéités à proximité du miroir

Quelques mesures d'inhomogénéités de fréquence, obtenues en mesurant le taux de décroissance exponentielle du contraste avec le temps d'interrogation, sont présentées figure IV.3. On constate tout d'abord un niveau d'inhomogénéités assez important. En présence d'inhomogénéités de fréquence σ_ν , la durée maximale d'interrogation T accessible est typiquement de :

$$T = \frac{1}{2\pi\sigma_\nu}. \quad (\text{IV.4})$$

Avec des inhomogénéités de l'ordre de $\sigma_\nu \approx 0,5 \text{ Hz}$, on ne pourra ainsi dépasser $T \approx 300 \text{ ms}$.

Cela nous contraint à des durées interférométriques beaucoup plus courtes que celles utilisées dans la chambre du bas, loin de toute surface, qui pouvaient atteindre plusieurs secondes. Ainsi, le record de sensibilité atteint sur l'expérience avec une source ultra-froide

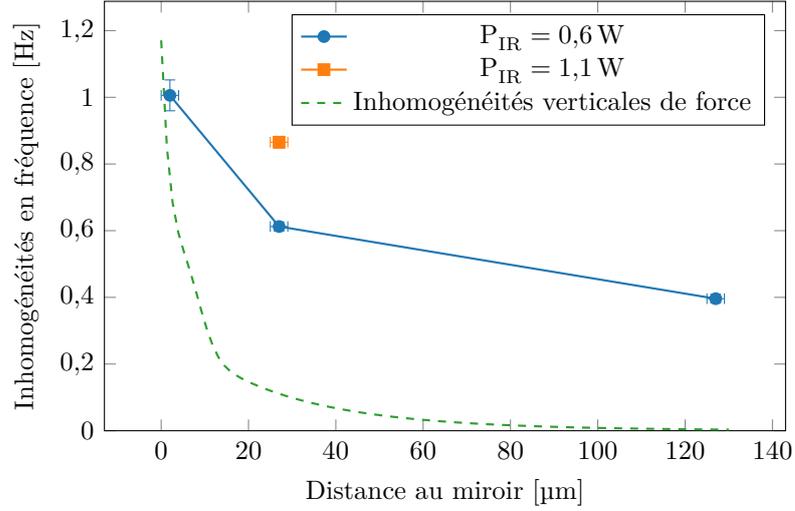


FIGURE IV.3 – *Inhomogénéités en fréquence déduites de l’amortissement du contraste à différentes distances au miroir. La courbe verte représente l’estimation des inhomogénéités de force dues au gradient vertical de la force attractive du miroir telle qu’estimée en V.3.3.*

utilisait une durée $T = 2,7 \text{ s}$ [Ala18a].

On remarque que les inhomogénéités ont tendance à augmenter en se rapprochant du miroir. Cela peut simplement provenir de la force exercée par le miroir qui a un effet inhomogène sur le nuage de taille verticale σ_z : $\sigma_F = \frac{dF}{dz}\sigma_z$. En utilisant le modèle de force issu de la section V.3.3 et compte tenu de la taille du nuage estimée à $\sigma_z \approx 3,5 \mu\text{m}$, ces inhomogénéités de force sont tracées sur la figure IV.3. Cet effet, dû uniquement à la taille finie du nuage, peut suffire à expliquer l’amortissement du contraste observé à moins d’une dizaine de micromètres du miroir. Mais il ne peut suffire à expliquer pourquoi l’amortissement reste à un niveau aussi élevé entre 10 et 400 μm .

Une source possible d’inhomogénéités est celles de déplacement collisionnel dû aux interactions entre atomes au sein du nuage atomique. L’impact de ce déplacement collisionnel sur le contraste de l’interféromètre a déjà été observé sur ForcaG en régime dense [Sol16b ; Ala18a]. Néanmoins, nous avons ici beaucoup moins d’atomes que lorsque ces observations ont été effectuées, et compte tenu d’une densité atomique d’environ $2 \times 10^{10} \text{ at/cm}^3$, nous nous attendons à ce que le déplacement collisionnel ne soit limitant sur le contraste que pour des durées d’interféromètres supérieure à la seconde [Sol16b].

Une autre source possible peut être liée aux inhomogénéités de déplacement lumineux différentiel à 1 ou 2 photons des lasers Raman, mais la réduction de l’intensité Raman ne permet pas d’augmenter le contraste, et le réduit même à cause de la durée des impulsions π plus longue et d’un amortissement plus important des oscillations de Bloch. De plus, comme on peut le constater figure IV.3, une augmentation de l’intensité du laser IR augmente drastiquement l’amortissement de l’interféromètre. Il s’agit probablement de la source principale d’inhomogénéités à plus de 20 μm du miroir.

IV.1.4 Inhomogénéités liées au confinement transverse

Déplacement lumineux différentiel et force parasite

L'effet du laser de confinement transverse a été bien identifié dans le passé [Hil14; Sol16b; Ala18a]. Les atomes piégés ressentent une intensité lumineuse IR différente selon leur position dans le potentiel de confinement transverse. À cause du déplacement lumineux différentiel de l'IR d'environ $\chi_{1064} = 1,9 \mu\text{Hz}/(\text{W}/\text{cm}^2)$, ces inhomogénéités d'intensité mènent à des inhomogénéités de fréquence hyperfine, auxquelles l'interféromètre Ramsey-Raman simple est sensible. Ces inhomogénéités peuvent être sondées par exemple par spectroscopie micro-onde : on constate alors un élargissement drastique du pic spectroscopique quand la puissance du piège augmente, visible figure IV.5.

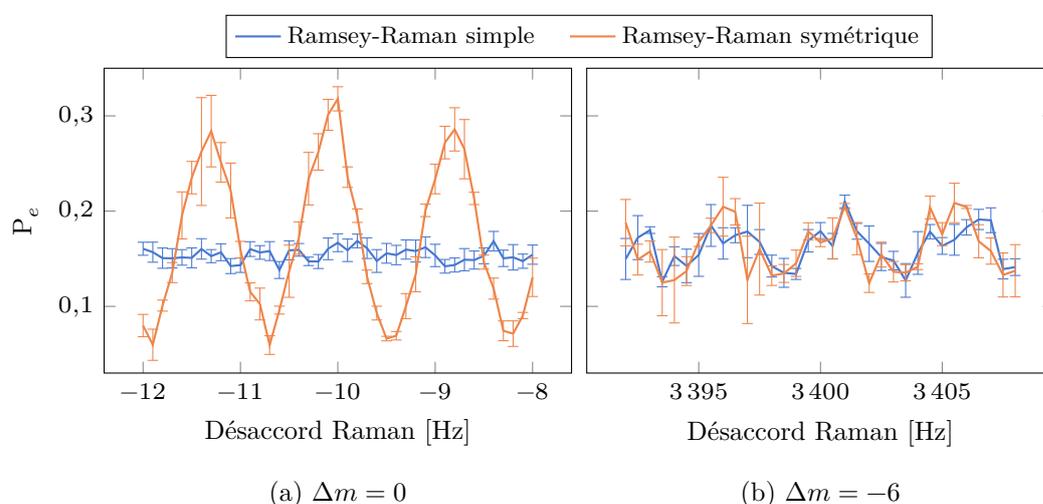


FIGURE IV.4 – Franges interférométriques sur une transition $\Delta m = 0$ (à gauche) et $\Delta m = 6$ (à droite) pour un interféromètre Ramsey-Raman simple ou un interféromètre symétrisé avec l'ajout d'impulsions π micro-ondes. $T = 800$ ms pour la transition $\Delta m = 0$ et $T = 200$ ms pour la transition $\Delta m = -6$. La probabilité d'excitation P_e n'est pas normalisée à 1 à cause de la détection d'atomes dans $|F = 1, m_F = \pm 1\rangle$.

Pour éviter cette sensibilité aux inhomogénéités de déplacement lumineux, un laser de compensation du DLD [Pel13c] a été initialement mis en place, puis plus simplement les séquences interférométriques Ramsey-Raman symétriques ont été utilisées pour supprimer la sensibilité aux variations homogènes de la fréquence d'horloge [Sol16b] (voir section II.2.2). Cela a permis d'obtenir des temps de cohérence de plus d'une seconde [Sol16b; Ala18b].

Dans notre cas, si l'on observe un gain sur le contraste à symétriser l'interféromètre pour une transition $\Delta m = 0$, aucun effet notable n'a été observé pour une transition $\Delta m = 6$, signe d'inhomogénéités de force qui s'ajoutent à celles sur la fréquence d'horloge (fig. IV.4). Comme on le constate sur la figure IV.5, le pic spectroscopique pour une transition Raman $\Delta m = 6$ s'élargit avec la puissance du laser de piégeage deux fois plus vite que la spectroscopie micro-onde de la transition hyperfine : le laser IR ajoute donc des inhomogénéités de force de magnitude au moins égale à celles de fréquence hyperfine

(et même deux fois plus forte si l'on considère des distributions d'inhomogénéités de force et de fréquence gaussienne).

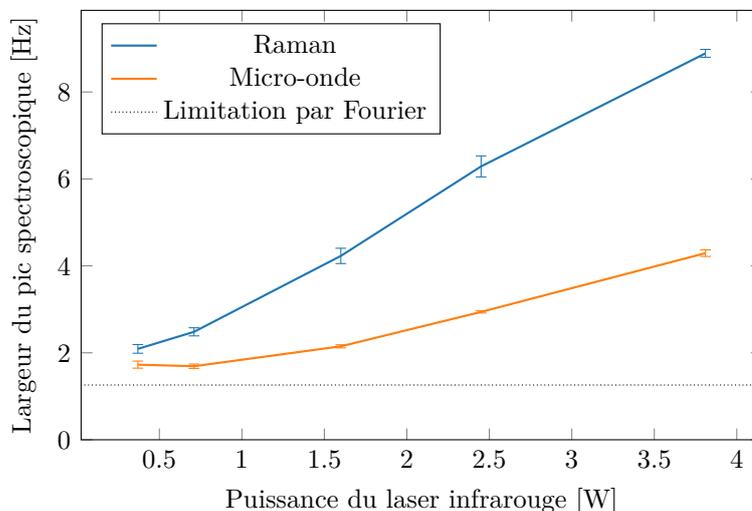


FIGURE IV.5 – Élargissement des pics spectroscopiques en augmentant la puissance IR, pour de la spectroscopie Raman sur une transition $\Delta m = -6$ et micro-onde sur la transition hyperfine. La largeur a été obtenue par l'ajustement d'une gaussienne sur les données de spectroscopie. La ligne pointillée correspond à la largeur attendue en cas d'une transition parfaite, issue de l'ajustement d'une gaussienne sur le sinus cardinal pour une impulsion π d'une durée de 495 ms.

Un effet d'inhomogénéité de force dû à l'IR a déjà été constaté et expliqué par la forme de faisceau gaussien du laser IR de piégeage [Hil14]. Puisque l'intensité du faisceau gaussien n'est pas uniforme verticalement, le potentiel de confinement transverse a aussi un effet longitudinal attractif vers son col. Au voisinage de l'axe du piège, la force verticale exercée par le piège vaut, en prenant comme origine la position du col du faisceau,

$$F_{\text{IR}}(z) = 2 \frac{z}{z_0^2 + z^2} U(r, z) \quad (\text{IV.5})$$

où $U(r, z)$ est le potentiel de piégeage du laser IR et z_0 sa longueur de Rayleigh. Cette force sera donc nulle si le col est bien placé au niveau des atomes, et sera d'autant plus forte que le waist du faisceau sera petit. Dans le pire des cas, où les atomes sont situés à une distance de Rayleigh du col, le ratio entre les perturbations dues à l'IR de fréquence de Bloch ν_B et de fréquence hyperfine δ_{HFS} vaut alors :

$$\frac{\nu_B}{\delta_{\text{HFS}}} = \frac{\lambda_V \xi_{1064}}{2z_0 \chi_{1064}} \quad (\text{IV.6})$$

où $\xi_{1064}/\chi_{1064} = 16\,500$ est le ratio entre déplacement lumineux et déplacement lumineux différentiel à 1064 nm. Avec le waist estimé de $w_0 = 190\ \mu\text{m}$, on trouve alors pour $\Delta m = 6$ que dans le pire des cas, $\Delta m \nu_B = 0,25 \delta_{\text{HFS}}$. Pour que les inhomogénéités de force soient comparables à celles de déplacement lumineux, il faudrait un waist de $95\ \mu\text{m}$ (et donc un rayon sur les atomes de $130\ \mu\text{m}$), ce qui est incompatible avec les observations optiques du

faisceau et avec les mesures de déplacement lumineux différentiel. Il est donc impossible que les inhomogénéités de force dues à la forme gaussienne du faisceau soient de magnitude comparable à celles de la fréquence hyperfine, d'autant plus qu'en pratique les atomes ne semblent pas placés à une distance de Rayleigh du col.

Il est donc nécessaire de trouver une raison supplémentaire à ces inhomogénéités de force dépendantes de la puissance IR. Une explication peut être l'imperfection du profil d'intensité due à la transmission du laser à travers le miroir trichroïque interne.

Rugosité du potentiel de piégeage

Si notre miroir interne est de très bonne qualité optique, il n'est pas parfait. Le substrat est connu pour diffuser quelques parties par million de l'intensité incidente. De plus la rugosité de la surface, de l'ordre de l'ångström en moyenne quadratique, peut également faire diffuser la lumière qui traverse le miroir.

Si l'intensité totale diffusée est à priori extrêmement faible, il est possible que l'interférence de cette lumière diffusée et du faisceau de piégeage IR crée néanmoins des tavelures (ou speckle) qui vont se déplacer avec la propagation du laser. Lors d'une transition Raman d'un puits du réseau à l'autre, la différence de potentiel ne sera pas alors pas uniforme à l'échelle du nuage (figure IV.6), ce qui crée donc une inhomogénéité de force. Comme il s'agit de perturbations locales, ce biais sur la force moyenné à l'échelle du nuage sera trop faible pour être détectable (sec. V.2.2).

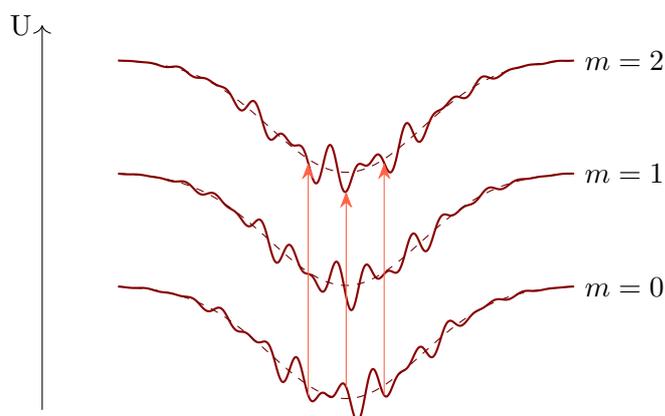


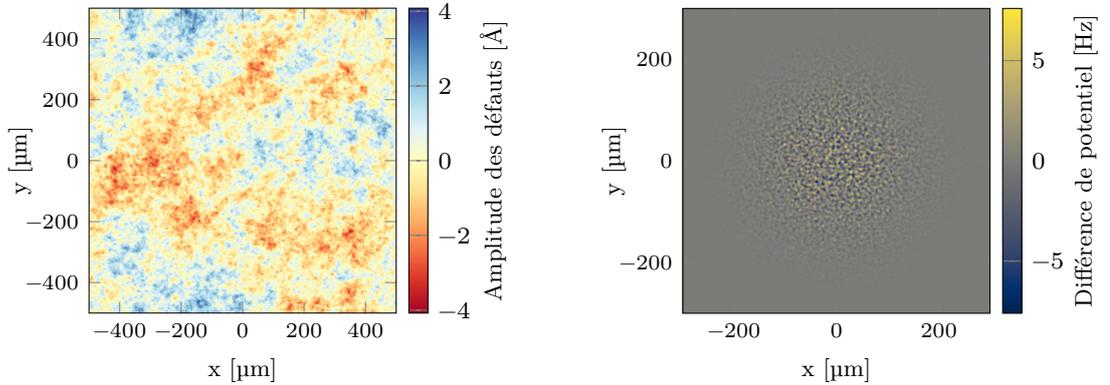
FIGURE IV.6 – *Illustration de tavelures sur le laser de confinement transverse comme sources d'inhomogénéités de force. Ces tavelures s'altèrent avec la propagation du faisceau IR et ne restent pas identiques entre deux puits du réseau. À cause de ces perturbations locales du potentiel lumineux, la différence de potentiel entre deux puits n'est pas spatialement uniforme, ce qui crée des inhomogénéités sur l'énergie de transition sans modifier sa valeur moyenne.*

On peut obtenir une idée de l'ordre de grandeur possible d'un tel effet. Si la lumière diffusée est de l'ordre de la partie par million, l'interférence de cette dernière avec le faisceau va être de l'ordre du un pour mille. La profondeur totale du réseau étant d'environ 28 kHz pour une puissance de 0,5 W, il n'est donc pas impossible que cet effet de tavelures crée des inhomogénéités de l'ordre du hertz, dépendantes de la puissance IR utilisée, qui

expliquerait l'amortissement constaté du contraste. En supposant une diffusion isotrope, la décroissance de cet effet a lieu en $1/d$.

Dans notre cas, il n'est pas évident d'estimer si cet effet de tavelures est bien la cause de nos inhomogénéités de force dépendantes de la puissance IR. La qualité de diffusion optique du miroir n'a malheureusement pas été particulièrement caractérisée. Ces mesures sont compliquées à réaliser expérimentalement, puisque l'on cherche à mesurer une diffusion extrêmement faible au voisinage de l'axe optique. De plus, la rugosité de surface n'est pas connue, et le calcul de la diffusion dû aux effets de défauts de surface est difficile à traiter : il faut prendre en compte des rugosités de très faible amplitude (subnanométrique), sur des séparations spatiales de l'ordre de la longueur d'onde, et à proximité de la surface (quelques micromètres).

Pour avoir une idée de l'ordre de grandeur de l'effet de la rugosité du miroir, une simulation numérique a été effectuée. Des données typiques de rugosité ont été extraites de [Str15], un article du Laboratoire des Matériaux Avancés qui a réalisé notre miroir. On peut s'attendre à ce que notre miroir ait au mieux des caractéristiques physiques proches de celui présenté dans cet article, destiné à une cavité de grande taille de type LIGO ou Virgo et à priori à l'état de l'art. On simule numériquement un bruit de rugosité $\delta z(x, y)$ ayant une densité spectrale proche de celle présentée figure 5 de l'article, avec un σ_{RMS} d'amplitude des défauts de 0,11 nm. Cette rugosité est comparable à celle attendue pour notre miroir ($\sigma_{\text{RMS}} \lesssim 0,1 \text{ nm}$) d'après les données du fabricant. On simule alors un bruit de rugosité de surface ressemblant à celui présenté figure IV.7a.



(a) Exemple de rugosité de surface $\delta z(x, y)$ simulée

(b) Différence entre le potentiel de piégeage simulé d'un faisceau présentant des tavelures et celui d'un faisceau gaussien parfait, à 20 μm du miroir.

FIGURE IV.7 – Exemples de simulation de bruit de surface et du profil d'intensité correspondant après 20 μm de propagation. Paramètres de simulation : grille de $1000 \times 1000 \mu\text{m}$ avec un pas de 0,2 μm, waist incident de 190 μm et puissance laser de 0,5 W.

On considère un faisceau gaussien dont le col w_0 est à la surface du miroir. Le champ électrique scalaire vaut $E(r, z) = E_0 \exp(-r^2/w_0^2)$. La rugosité de ce dernier va ajouter au champ électrique un déphasage $e^{ik_{\text{IR}}(n_{\text{Si}}-1)\delta z(x, y)}$ avec $n_{\text{Si}} \approx 1,5$ l'indice optique de la silice, dernière couche du miroir. La propagation du champ électrique est ensuite effectuée en décomposant le champ électrique en onde plane par transformée de Fourier rapide,

puis en propageant chaque onde plane qui va accumuler un déphasage $e^{ik_z d}$. L'intensité à la distance d du miroir est déterminée à partir de la reconstruction du champ électrique par transformée de Fourier inverse.

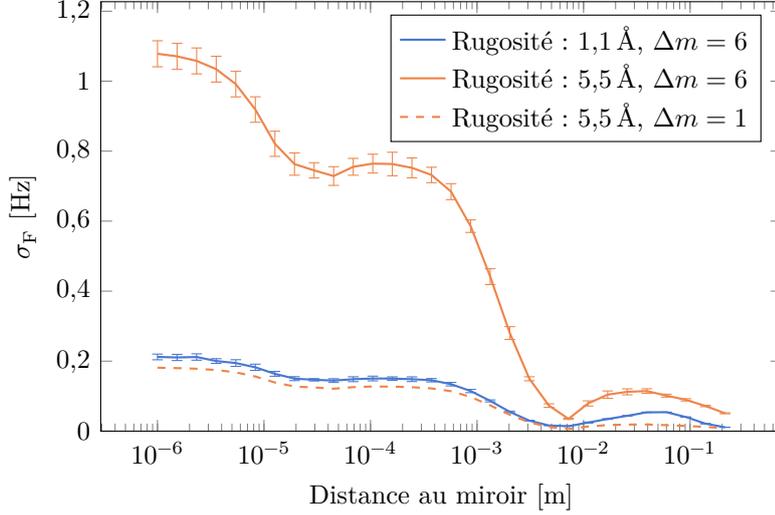


FIGURE IV.8 – Simulation des inhomogénéités de force dues aux tavelures créées par la rugosité de surface du miroir trichroïque. Le calcul a été effectué pour une moyenne quadratique de rugosité de $1,1 \text{ \AA}$, correspondant à la rugosité mesurée dans [Str15], ou de $5,5 \text{ \AA}$, et des distances de transitions entre deux puits $\Delta m = 1$ ou 6 . Paramètres de simulation : grille de $1860 \times 1860 \text{ \mu m}$ avec un pas de 1 \mu m , waist incident de 190 \mu m au niveau du miroir avec une puissance de $0,5 \text{ W}$, moyenne de 10 simulations de rugosité.

Cela permet de simuler à des distances variées des profils d'intensité tels que celui présenté figure iv.7b. Il faut ensuite déduire les inhomogénéités de force subies par les atomes à partir de ces inhomogénéités de potentiel de piégeage. Transversalement, on peut considérer classiquement des atomes ponctuels puisque la température du nuage est très grande devant la fréquence du piège ($kT \gg \hbar\omega_{\text{IR}}$). Longitudinalement, les atomes dans leur état de Wannier-Stark centré sur le puits m sont cependant délocalisés dans le réseau de piégeage, et il peut sembler nécessaire de prendre en compte cette délocalisation. Formellement, les tavelures ajoutent un effet perturbatif $\hat{T}_{\text{IR}}(z)$ devant le potentiel du réseau, et vont donc ajouter une modification de l'énergie $\langle \text{WS}_m | \hat{T}_{\text{IR}} | \text{WS}_m \rangle$. Il faudrait donc calculer la moyenne du potentiel engendré par les tavelures sur la taille de la fonction d'onde. Par simplicité du calcul, cette moyenne a été approchée par un potentiel calculé au centre de chaque puits du réseau, pondéré par la probabilité d'occupation de ce puits $\int_{-a/2}^{a/2} |\text{WS}_m(z)|^2 dz$.

On connaît ainsi l'effet moyen des tavelures $\tilde{T}_{\text{IR}}(z, \vec{r})$. On en infère les inhomogénéités de force $\sigma_{\text{F}}(z)$ en calculant à une distance z donnée l'écart-type de la différence de potentiel de piégeage entre la position initiale (z, \vec{r}) et $(z + \Delta m a, \vec{r})$ de la transition, pondérée par la taille transverse du nuage.

$$\sigma_{\text{F}}(z)^2 = \left(\frac{1}{\Delta m a} \right)^2 \iint (\tilde{T}_{\text{IR}}(z + \Delta m a, \vec{r}) - \tilde{T}_{\text{IR}}(z, \vec{r}))^2 P_{\text{at}}(\vec{r}) d\vec{r} \quad (\text{IV.7})$$

On peut alors obtenir les inhomogénéités de force à différentes distances et pour différentes conditions. Des résultats de simulations moyennées sur 10 tirages de rugosité présentant la même densité spectrale sont présentés figure IV.8. On constate qu'en considérant la rugosité de moyenne quadratique de 1,1 Å observées dans [Str15], les inhomogénéités attendues au contact du miroir sont non négligeables, mais leur amplitude ne suffisent pas à expliquer les amortissements observés en IV.3. Mais dès que la rugosité croît en amplitude, les inhomogénéités aussi. Or, notre faisceau laser n'est pas réfléchi sur notre miroir trichroïque, mais passe à travers. La rugosité de chaque couche qui constitue le miroir de Bragg de notre miroir peut finir par s'accumuler et produire un effet plus important que celui d'une seule couche. Nous savons seulement que la rugosité de surface du miroir est la même que celle du substrat.

On remarque également que l'on observe numériquement que les inhomogénéités se comportent véritablement comme un effet de *force*, puisque réduire la distance de transition Δm permet de réduire les inhomogénéités d'autant. Les tavelures ne se comportent pas comme un bruit décorrélé de la distance de propagation.

Pour pouvoir confirmer cet effet de diffusion du miroir, il faudrait mesurer l'amortissement du contraste à différentes distances du miroir. La diffusion par la rugosité du miroir ne semble pas isotrope et ne décroît pas en $1/d$ mais beaucoup plus lentement. Il faudrait donc réaliser des mesures à des distances centimétriques du miroir, mais malheureusement aucune de ces mesures n'a été réalisée durant ma thèse à de telles distances.

IV.1.5 Conclusion

La durée d'interrogation est donc limitée par la présence d'inhomogénéités de force que nous attribuons à des tavelures générées par la diffusion de lumière par la surface d'intérêt. Ces inhomogénéités de force semblent être inhérentes à la méthode utilisée de piéger des atomes dans un réseau optique à proximité d'un miroir. Ces effets de lumière diffusée avaient déjà entravé une autre tentative de mesure des interactions atome-surface par mesure de la fréquence de Bloch [Tin14; Tin21].

À la différence de cette autre expérience, nous obtenons encore à proximité de la surface un contraste suffisant, tant que la puissance IR et la durée d'interrogation ne sont pas trop élevées.

En pratique, nous avons la puissance IR à 0,5 W environ pour maximiser le contraste tout en conservant une profondeur suffisante pour conserver les atomes piégés pendant la durée des interféromètres. J'ai utilisé tout le long de cette thèse des durées d'interrogation T de 100 ou de 150 ms pour m'assurer d'obtenir un contraste suffisant pour toutes les mesures et éviter tout saut de franges lors des mesures de forces par intégration numérique.

Comme la symétrisation de l'interféromètre n'améliore pas le contraste de l'interféromètre, par simplicité un simple interféromètre Ramsey-Raman a été utilisé.

In fine, le contraste interférométrique dans ces conditions est typiquement compris entre 25 et 30 % à quelques centaines de micromètres du miroir (fig. IV.9).

IV.2 Bruits de mesure de la probabilité de transition

Les bruits sur la probabilité de transition sont de deux natures :

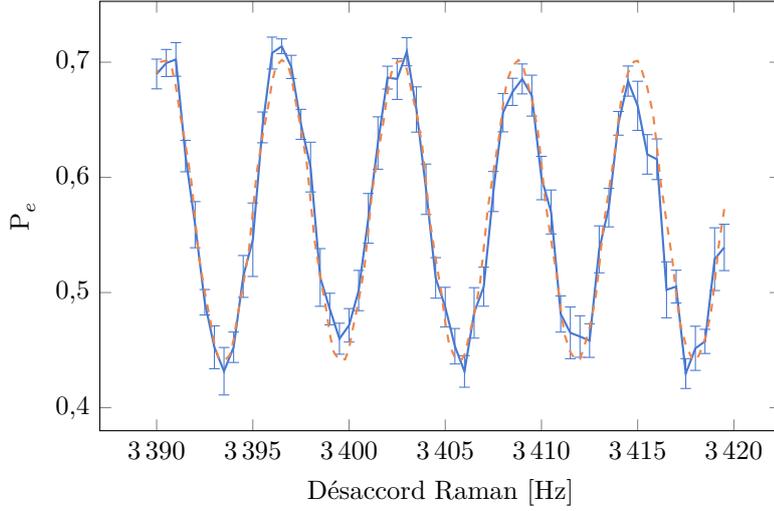


FIGURE IV.9 – *Franges interférométriques typiques obtenues sur une transition $\Delta m = -6$ pour un temps d'interrogation $T = 150$ ms, et l'ajustement sinusoïdal correspondant en pointillés.*

- le bruit d'imagerie, lié à l'imperfection de notre système d'imagerie et de la caméra, qui ajoute un bruit σ_N sur la mesure des populations des deux états de sortie de l'interféromètre ;
- le bruit de projection quantique, lié à la nature quantique des atomes utilisés pour la mesure, qui ajoute un bruit de quantification sur la mesure des populations.

Nous allons présenter ici le travail de caractérisation de ces deux bruits pour le nouveau système de détection décrit précédemment en III.6.2.

IV.2.1 Bruit d'imagerie

La mesure de la probabilité de transition $P_e = N_2/(N_2 + N_1)$ va être entachée d'un bruit σ_{P_e} par les bruits σ_{N_1} et σ_{N_2} sur les mesures respectives de N_1 et N_2 . La relation entre la variance de P_e et celles sur les mesures des populations peut être estimée en réalisant un développement de Taylor à l'ordre 1 autour de la valeur moyenne de P_e :

$$V(P_e) = V(N_1) \left(\frac{\partial P_e}{\partial N_1} \right)^2 + V(N_2) \left(\frac{\partial P_e}{\partial N_2} \right)^2 + 2 \text{Cov}(N_1, N_2) \frac{\partial P_e}{\partial N_1} \frac{\partial P_e}{\partial N_2} \quad (\text{IV.8})$$

$$= \left(\frac{P_e}{N_{\text{tot}}} \right)^2 \left[V(N_2) \left(\frac{1 - P_e}{P_e} \right)^2 + V(N_1) - 2 \text{Cov}(N_1, N_2) \frac{1 - P_e}{P_e} \right] \quad (\text{IV.9})$$

$$= V \left(\frac{1}{N_{\text{tot}}} (N_2(1 - P_e) - P_e N_1) \right) \quad (\text{IV.10})$$

où $N_{\text{tot}} = N_1 + N_2$ est le nombre moyen d'atomes total.

Dans le cas où l'on se place à mi-frange, on obtient alors

$$\sigma_{P_e} = \frac{1}{2N_{\text{tot}}} \sigma_{N_2 - N_1} \quad (\text{IV.11})$$

Si les mesures sur N_1 et N_2 ne sont pas corrélées et ont le même bruit $\sigma_{N_1} = \sigma_{N_2} = \sigma_N$, on trouve alors $\sigma_{P_e} = \sigma_N / (\sqrt{2}N_{\text{tot}})$.

Une première source du bruit d'imagerie σ_N provient des limitations techniques de la caméra EMCCD elle-même, à travers le bruit de lecture des pixels ou le bruit thermique de courant. Ce dernier est totalement négligeable dans notre cas d'usage avec des temps d'exposition de quelques millisecondes. Pour minimiser le bruit de lecture de la caméra, d'environ 25 électrons, nous utilisons un binning de 4×4 pour minimiser le nombre de lectures nécessaires pour collecter la lumière de fluorescence. De plus, nous utilisons la capacité de multiplication d'électron à son maximum pour maximiser le rapport signal/bruit.

Une autre source de bruit peut provenir d'un bruit dépendant du nombre d'atomes, par exemple si l'intensité de la lumière de détection fluctue entre l'imagerie des populations des deux états. Ce bruit sur $\sigma_{N_2-N_1}$ proportionnel au nombre d'atomes dans les deux populations se traduit par un bruit constant sur σ_{P_e} , indépendant du nombre d'atomes imagés. Dans notre cas, nous n'avons pas constaté de bruit avec un tel comportement.

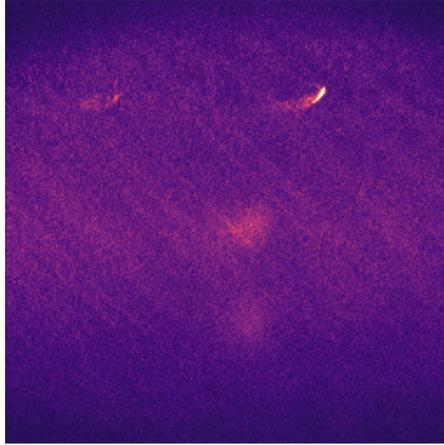


FIGURE IV.10 – *Image de fluorescence, sans la soustraction du fond lumineux. Le fond lumineux issu de la diffusion des faisceaux de fluorescence est clairement visible. Même image, mais sans soustraction du fond, que la figure III.15c.*

On constate plutôt que la source principale de bruit d'imagerie provient du fond des images de fluorescence. Lors de l'imagerie par fluorescence, de la lumière des deux faisceaux de fluorescence diffuse vers la caméra depuis le miroir interne ou d'autres éléments optiques de l'enceinte à vide. Le fond des images n'est donc pas totalement noir et en plus des 12 000 photons de signal collectés, on détecte typiquement 60 000 photons de ce fond lumineux par sous-image (fig. IV.10).

Ce fond lumineux est soustrait des images de population atomique avec la séquence décrite en III.6.2 : une image est prise avec les deux populations atomiques dans des régions différentes de l'image, puis une deuxième image du fond est prise et soustraite à la première. Les populations N_1 et N_2 des deux états sont estimées en sommant le signal lumineux de deux sous-images de l'image soustraite, une pour chaque état. Cette procédure permet de supprimer l'effet moyen du fond lumineux à l'estimation des

populations, mais le fond lumineux continue d'ajouter un bruit d'imagerie. Ce bruit peut provenir de trois origines physiques :

- de fluctuations d'intensité, temporelles entre les prises d'images du signal et du fond mais aussi spatiales à cause de turbulences atmosphériques, qui vont ajouter un bruit proportionnel au nombre de photons ;
- du bruit de grenaille des photons. L'étape de multiplication d'électron de la caméra accroît ce bruit d'un facteur $\sqrt{2}$ [Ham], qui est alors égal à $\sqrt{2S}$ pour S photons arrivant sur la caméra ;
- du bruit de lecture de la caméra, qui ajoute un bruit constant même en l'absence de photons de détection incidents, soit à cause du bruit de lecture de la caméra elle-même, soit à cause du bruit de photons d'une autre origine.

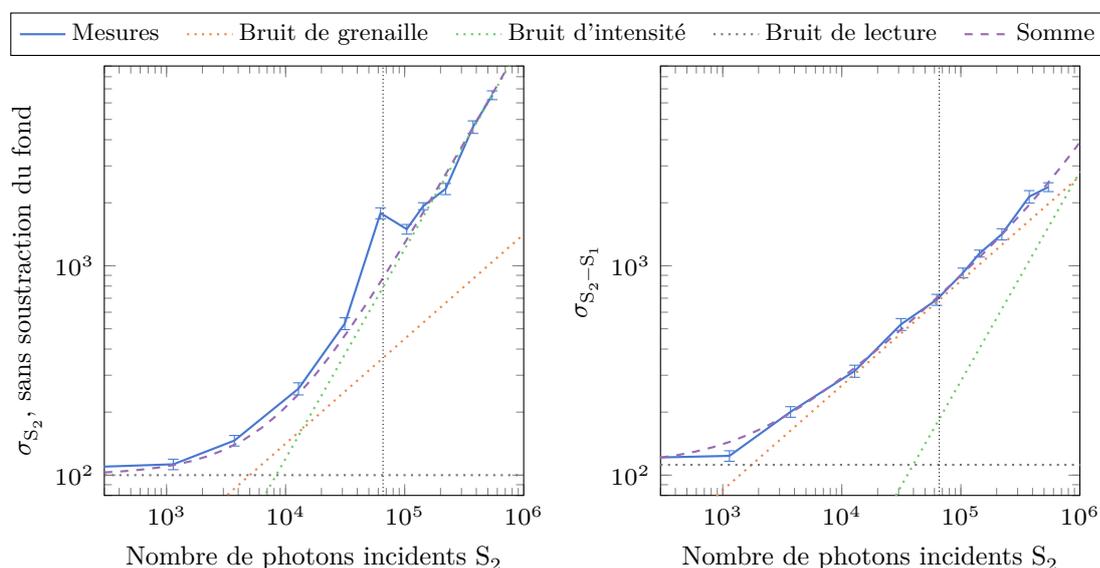


FIGURE IV.11 – *Mesures de bruit de fond, en fonction du nombre de photons incident. À gauche, bruit sur une seule sous-image, sans soustraction du fond ; à droite, bruit $\sigma_{S_2-S_1}$ sur la différence des deux sous-images des états $|F = 2\rangle$ et $|F = 1\rangle$, avec le fond soustrait. Les mesures de bruit sont ajustées par la somme quadratique du bruit de grenaille égal à la racine carrée du double du nombre total de photons incidents, d'un bruit d'intensité proportionnel au nombre de photons et d'un bruit de lecture constant. La contribution des différents bruits est représentée. La ligne verticale noire représente les conditions usuelles d'intensité dans lesquelles les mesures de force sont réalisées.*

Pour déterminer quelle source de bruit est dominante, la statistique du bruit d'imagerie sans atome a été étudiée pour des intensités lumineuses variables, pour une seule sous-image σ_{S_2} brute sans soustraction du fond et pour la différence des deux sous-images $\sigma_{S_2-S_1}$ avec soustraction du fond (figure IV.11). Pour les deux observations, on réalise un ajustement de la mesure de bruit par la somme quadratique des sources de bruits présentés précédemment :

$$\sigma(S) = \sqrt{a^2 S^2 + 2S + b^2}. \quad (\text{IV.12})$$

On remarque d'abord que sur une sous-image seule sans soustraction du fond les fluctuations d'intensité prédominent pour un nombre de photons détectés usuels : $\sigma_{S_2} \approx aS_2$ pour $S_2 \approx 60\,000$ photons (ligne verticale fig. IV.11). Cependant, la soustraction de l'image de fond prise juste après l'image de fluorescence ainsi que la prise en compte des corrélations entre les deux sous-images des états $|F = 2\rangle$ $|F = 1\rangle$ permettent d'éliminer totalement ce bruit d'intensité : à la puissance usuelle, le bruit de grenaille domine totalement $\sigma_{S_2-S_1} \approx \sqrt{2S}$. Celui-ci est néanmoins plus important avec ce protocole que sur une seule sous-image, puisqu'approximativement quatre fois plus de photons doivent être pris en compte (ceux des deux sous-images S_1 et S_2 et du fond soustrait correspondant).

Avec l'intensité de détection usuelle, ce bruit de fond des images ajoute un bruit sur la détection $\sigma_{N_1-N_2}$ équivalent à 21 atomes. Avec 600 atomes utiles au total pour la mesure, cela donne un bruit $\sigma_{P_e} = 1,7\%$ sur la mesure de la probabilité de transition. Le bruit de grenaille lié aux photons du signal de fluorescence qui se rajoutent à ceux du fond lumineux va ajouter un bruit indépendant du nombre d'atomes de 0,08%, qui peut être négligé. Ce système de détection possède une meilleure sensibilité que celui utilisant les nappes de fluorescence qui a obtenu au mieux un bruit de lecture $\sigma_{N_1-N_2}$ équivalent à 116 atomes [Ala18b].

Pour réussir à décroître ce bruit, il faut pouvoir diminuer la diffusion des faisceaux de fluorescence à l'intérieur de la chambre à vide, possiblement en utilisant des faisceaux plus étroits (mais au prix d'un alignement plus délicat), ou en utilisant de meilleurs miroirs en amont. Si jamais on parvenait à réduire drastiquement le fond parasite, on se heurterait alors au bruit de lecture de la caméra $\sigma_{S_2-S_1} = 3$ atomes. Celui-ci n'est pas égal à $\sqrt{4}$ fois le bruit de lecture sur la seule sous-image S_2 (fig. IV.11), signe que le fond de la caméra n'est pas uniformément gris et que certaines corrélations existent entre les deux sous-images S_1 et S_2 , provenant à priori du bruit d'intensité d'autres sources lumineuses (autres sources laser qui diffusent, fuite de la lumière de fluorescence à travers l'AOM éteint ou la lumière ambiante qui est détectée malgré le capotage de l'expérience).

Technologiquement, la limite sur notre bruit d'imagerie provient de ce facteur $\sqrt{2}$ sur le bruit de grenaille lors de l'étape de multiplication d'électrons. La détérioration de la statistique Poissonnienne semble être une contrainte fondamentale de cette technologie [Ham]. On peut donc se demander si la caméra EMCCD utilisée est la plus adaptée à notre utilisation. Une alternative est autre technologie d'imagerie à bas bruit à base de capteur CMOS, qui se passe de l'étape de multiplication d'électron et de son surcroît de bruit, mais au prix d'un bruit de lecture alors un peu plus élevé, et d'une efficacité quantique à 780 nm un peu plus faible pour les caméras actuellement disponibles. Le calcul du rapport signal sur bruit pour notre caméra EMCCD Hamamatsu C9100-23B et la caméra CMOS Hamamatsu C15550 montre un gain possible mais modeste de 20% pour cette dernière (20,1 contre 24,1).

IV.2.2 Bruit de projection quantique

Du fait du nombre discret d'atomes que l'on utilise comme sonde, un bruit de projection quantique se rajoute à la mesure de P_e . Dans le cas où la mesure est effectuée à mi-frange $N_1 = N_2 = N_{\text{tot}}/2$, ce bruit de projection quantique va rajouter un bruit

$$\sigma_{P_e}^{\text{SQL}} = \frac{1}{2\sqrt{N_{\text{tot}}}} \quad (\text{IV.13})$$

Pour de faibles nombres d'atomes, le bruit d'imagerie en $1/N_{\text{tot}}$ décrit précédemment va être dominant. En revanche, au-delà de $N_{\text{tot}} = \sigma_{S_2-S_1}^2 \approx 400$ atomes, ce bruit de projection quantique devient prédominant devant le bruit d'imagerie. La figure IV.12, réalisée en étudiant le bruit de probabilité de transition après une impulsion $\pi/2$ micro-onde juste à la fin du transport, montre la vérification expérimentale de ce comportement.

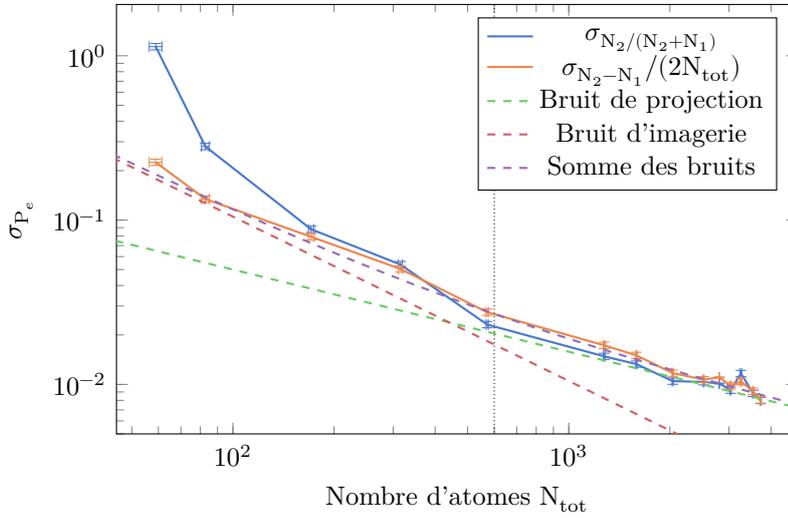


FIGURE IV.12 – *Bruit de probabilité de transition en fonction du nombre d'atomes total. Quand $\sigma_{P_e} \gtrsim 10\%$, l'approximation (IV.11) que σ_{P_e} (en bleu) est égal à $\sigma_{N_2-N_1}/(2N_{\text{tot}})$ (en orange) n'est plus valable. Le bruit d'imagerie déterminé à la section précédente est tracé en rouge, le bruit de projection quantique $\sigma_{P_e}^{\text{SQL}}$ en vert, et la somme quadratique des deux bruits en violet. Le bruit de détection passe d'un comportement en $1/N_{\text{tot}}$ pour les faibles nombres d'atomes à un comportement en $1/\sqrt{N_{\text{tot}}}$ à partir d'environ 400 atomes. La ligne verticale noire représente le nombre d'atomes usuel pour les mesures de force.*

Dans les conditions usuelles de mesure avec 600 atomes, le bruit de projection quantique va ajouter un bruit $\sigma_{P_e} = 2,0\%$. Notre détection est donc limitée pour une part non négligeable par le bruit de projection quantique.

Pour diminuer le bruit de projection quantique à nombre d'atomes fixe, il est possible d'aller au-delà de la limite quantique standard en $1/\sqrt{N_{\text{tot}}}$ en intriquant les différents atomes au sein du nuage. La limite d'Heisenberg fixe alors une limite ultime en $1/N_{\text{tot}}$. Différents protocoles [Mue15 ; Szi20 ; Cor21] ont été proposés pour utiliser les interactions dans un condensat de Bose-Einstein pour générer des états de spin comprimés et permettre de dépasser la limite standard dans des interféromètres en chute libre, mais ce genre de protocole ne semble pas adapté à notre géométrie en réseau qui diviserait un unique condensat sur chaque site du réseau. Une meilleure idée serait d'utiliser des mesures

quantiques non destructives en cavité [Mal22], telles que celles pratiquées sur des horloges optiques à réseau [Hos16 ; PY16 ; Val17]. On pourrait imaginer partir d'un état $\pi/2$ micro-onde intriqué à l'aide d'une telle mesure non destructive, puis réaliser un interféromètre « accordéon » [Pel13c] (fig. II.13a) pour propager l'intrication dans le reste de la séquence et réaliser une mesure sub-SQL. Un tel protocole nécessiterait cependant une modification assez radicale du dispositif expérimental, puisqu'il requiert l'installation d'une cavité optique et d'un système de détection non destructif, ainsi qu'entre autres contraintes une efficacité des impulsions Raman bien supérieure à celle actuellement accessible, de l'ordre de 97% [And21], pour permettre le maintien de l'état intriqué lors de la séquence interférométrique.

IV.3 Bruit de vibration

La sensibilité au bruit de vibration est un problème inhérent aux capteurs inertiels, particulièrement pour les interféromètres atomiques, au point d'en constituer la principale limite sur la sensibilité [Le 08]. Pour réduire ce problème, il est possible d'utiliser des plateformes d'isolation antivibrations ou d'acquérir par des capteurs classiques (accéléromètres ou vélocimètres) les vibrations subies soit pour les corriger en post-traitement [Le 08], soit pour les compenser en temps réel [Gau22]. *In fine*, l'une des méthodes les plus prometteuses pour dépasser cette limitation des vibrations est d'utiliser une configuration de type gradiomètre, avec deux mesures simultanées dont la corrélation permet d'éliminer les bruits de phase communs [Lan17]. L'expérience ForcaG n'échappe pas à cette problématique de bruit de vibration, mais comme nous allons le voir, se place dans un régime de sensibilité différent des interféromètres en chute libre plus habituels.

IV.3.1 Vibrations et bruits de phase

Du fait d'avoir deux miroirs de référence sur l'expérience, deux types de vibrations, schématisés figure IV.13, peuvent être rencontrés.

La vibration du miroir interne à la position z_r , dans un référentiel inertiel va entraîner avec elle l'onde stationnaire du Verdi et ainsi le nuage atomique avec une accélération $a_e = \ddot{z}_r$. Les atomes ressentent alors une force d'inertie supplémentaire

$$F_{ae}(t) = -m_{\text{Rb}} a_e(t) = -m_{\text{Rb}} \frac{d^2 z_r}{dt^2}. \quad (\text{IV.14})$$

Cette force parasite peut entraîner l'effet très indésirable d'induire des transitions parasites entre états de Wannier-Stark si les vibrations sont en résonance avec la fréquence de Bloch [Tar12]. Même en restant au seuil de cet effet, cette force d'inertie va ajouter à la mesure de la fréquence de Bloch pour une transition Δm un bruit de pulsation

$$\omega_{ae}(t) = \Delta m \frac{\lambda_V F_{ae}(t)}{2\hbar} = -\Delta m \frac{\lambda_V m_{\text{Rb}}}{2\hbar} \frac{d^2 z_r}{dt^2}. \quad (\text{IV.15})$$

L'autre type de vibration possible est celui du miroir externe Raman par rapport au miroir interne. Cette vibration $\delta z_m(t)$ va perturber la phase des lasers Raman au niveau des atomes et ajouter un bruit de phase laser

$$\delta\varphi_R(t) = 2k_R \delta z_m(t) = k_{\text{eff}} \delta z_m(t). \quad (\text{IV.16})$$

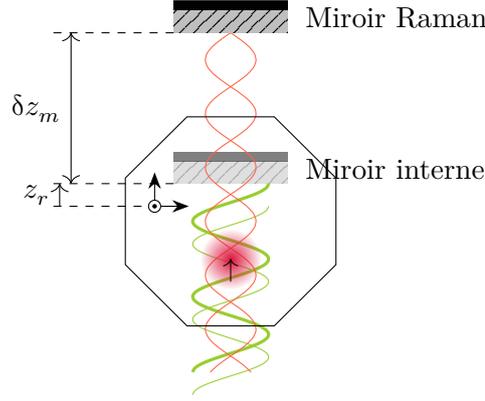


FIGURE IV.13 – Schéma des deux vibrations possibles : le miroir interne de mesure peut vibrer à une position $z_r(t)$ et entraîner avec lui les atomes piégés dans l'onde stationnaire du Verdi à une accélération $a_e = \ddot{z}_r$, tandis que les fluctuations de distance entre le miroir interne et le miroir Raman vont occasionner des fluctuations de phase Raman $\varphi_m(t) = k_{\text{eff}} \delta z_m(t)$

IV.3.2 Sensibilité aux vibrations

Pour étudier l'impact de ces bruits de phase sur notre mesure, nous pouvons utiliser le formalisme de la fonction de la sensibilité décrite par Patrick CHEINET [Cheo6]. La fonction de sensibilité $g_s(t)$ décrit la sensibilité de la phase interférométrique Φ à des fluctuations de phase Raman $\delta\varphi$ durant la séquence d'interrogation. Le déphasage interférométrique $\Delta\Phi$ sera alors donné par :

$$\Delta\Phi = \int_{-\infty}^{+\infty} g_s(t) d\varphi(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} g_s(t) \frac{d\varphi}{dt} dt \quad (\text{IV.17})$$

La fonction de sensibilité pour un interféromètre simple de Ramsey $\frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{2}$ avec un temps de séparation T et des séparatrices de durée $\tau_{\pi/2} = \frac{\pi}{2\Omega}$, représentée figure IV.14, vaut [Hil14] :

$$g_s(t) = \begin{cases} \sin(\Omega t) & 0 < t < \tau_{\pi/2} \\ 1 & \tau_{\pi/2} < t < \tau_{\pi/2} + T \\ \sin(\Omega(t - T)) & \tau_{\pi/2} + T < t < T + 2\tau_{\pi/2} \end{cases} \quad (\text{IV.18})$$

Pour analyser l'impact des bruits de vibration, il est plus simple de se placer dans l'espace de Fourier. La fonction de transfert de la phase H pour l'interféromètre vient naturellement de l'équation (IV.17) : $|H(\omega)| = |\omega G(\omega)|$ où $G(\omega)$ est la transformée de Fourier de $g_s(t)$:

$$\begin{aligned} G(\omega) &= \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-i\omega t} g_s(t) dt \\ &= \frac{2\Omega}{\omega^2 - \Omega^2} \left(\cos\left(\omega\left(\tau_{\pi/2} + \frac{T}{2}\right)\right) + \frac{\Omega}{\omega} \sin\left(\frac{T\omega}{2}\right) \right) \end{aligned} \quad (\text{IV.19})$$

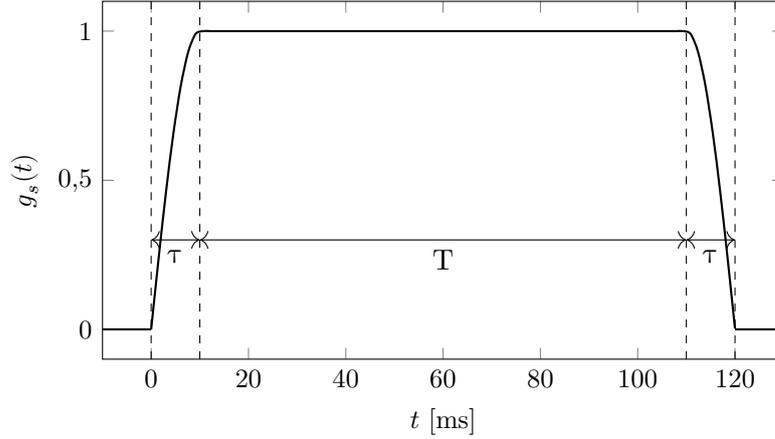


FIGURE IV.14 – Fonction de sensibilité pour un interféromètre de Ramsey. $T = 100$ ms et $\tau_{\pi/2} = 10$ ms.

On peut alors étudier la réponse de l'interféromètre aux deux modes de vibration présentés précédemment. Les fonctions de transfert de l'interféromètre pour un bruit respectivement sur la position du miroir interne et sur la distance entre les deux miroirs sont :

$$|H_{ae}(\omega)| = \Delta m \frac{\lambda_V m_{Rb}}{2\hbar} \omega^2 G(\omega) \quad (\text{IV.20})$$

$$|H_R(\omega)| = k_{\text{eff}} \omega G(\omega) \quad (\text{IV.21})$$

Ces fonctions de transfert sont représentées figure IV.15. On remarque que pour une même amplitude de vibration, notre interféromètre est beaucoup moins sensible au bruit de phase inertielle qu'au bruit de phase Raman, particulièrement aux basses fréquences où les bruits mécaniques sont bien plus compliqués à filtrer. Cela rend la géométrie piégée particulièrement remarquable : pour éliminer ce bruit de phase Raman, il suffit dans notre cas de rigidifier au maximum la liaison entre les deux miroirs pour réduire le mode de vibration différentiel. Dans le cas extrême où un miroir unique est utilisé de manière commune pour la réflexion de l'onde stationnaire de piégeage et des faisceaux Raman ce bruit de phase Raman est totalement éliminé et le capteur est alors plus d'un ordre de grandeur moins sensible sur sa phase aux vibrations que ne l'est un capteur à atomes froids en chute libre qui reste sensible à ce bruit de phase Raman.

À noter néanmoins que les interféromètres en chute libre gardent une meilleure sensibilité à T identique, liée à leur plus grand facteur d'échelle avec une séparation spatiale des deux bras interférométriques en $2v_r T \approx 900 \mu\text{m}$, comparée à la séparation de $\Delta m \lambda_V / 2 \approx 1,5 \mu\text{m}$ ici. Avec ce plus grand facteur d'échelle, même avec un bruit de phase plus important, un interféromètre en chute libre restera malgré tout toujours plus sensible sur la mesure de la gravité g .

IV.3.3 Mesures des vibrations du miroir interne

Précédemment lors des mesures dans la chambre à vide inférieure, plusieurs solutions ont été mises en place pour minimiser l'impact de ces deux modes de vibrations. Pour

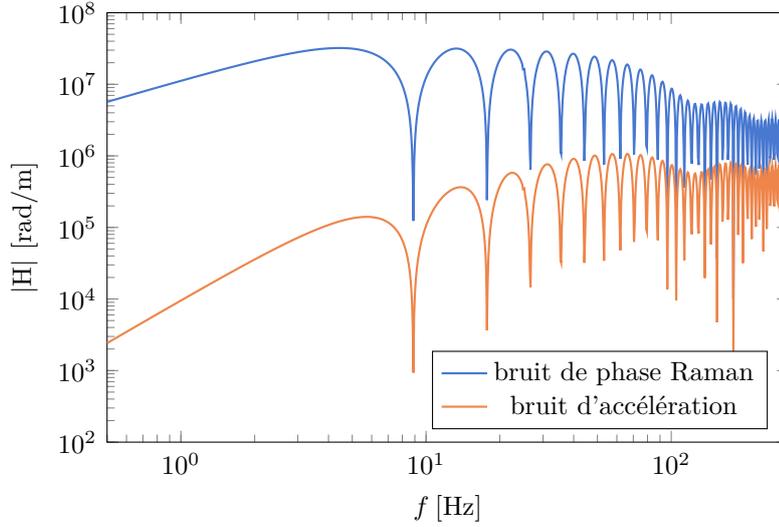


FIGURE IV.15 – Fonction de sensibilité pour un interféromètre de Ramsey. $T = 100$ ms, $\tau_{\pi/2} = 10$ ms et $\Delta m = 6$.

réduire les fluctuations de distance entre le miroir des faisceaux Raman et celui du Verdi — à l'époque placé en dehors de la chambre à vide —, un support commun en aluminium a été réalisé de manière à rigidifier au maximum la liaison entre les deux [Tac13]. Pour estimer et corriger le bruit inertiel, les vibrations des miroirs étaient enregistrées en utilisant un sismomètre placé à proximité [Ala18a], puis pondérées par la fonction de sensibilité pour en corriger les mesures de fréquence de Bloch.

Néanmoins, ces deux opérations sont impossibles à utiliser dans la disposition actuelle de l'expérience où l'on utilise un miroir interne à la chambre à vide supérieure. De plus, le miroir interne est fixé par un bras de 25 cm à l'extrémité d'un soufflet de translation, ce qui est particulièrement propice aux vibrations et à l'excitation de certains modes de poutre, au point de pouvoir observer à l'œil nu le miroir vibrer. Ces vibrations importantes entraînent un élargissement et un brouillage des pics spectroscopiques de l'échelle de Wannier-Stark par le phénomène décrit en IV.3.1, Pour y remédier nous avons bridé l'extrémité du soufflet en la contraignant mécaniquement sur la structure mécanique de maintien de l'expérience (figure IV.16).

Le bridage a réduit les vibrations qui ne sont plus visuellement perceptibles. Mais même des vibrations résiduelles de faible amplitude peuvent engendrer d'importants bruits de phase : des vibrations de 390 nm suffisent à créer un bruit de phase de 2π . Nous ne pouvons pas ici utiliser la méthode habituelle de placer un vélocimètre ou un accéléromètre au plus près du miroir pour mesurer les vibrations et les corriger : il faut trouver un autre moyen pour estimer l'ampleur des vibrations et si possible parvenir à les compenser.

C'est pourquoi j'ai ajouté sur le trajet du Verdi un interféromètre optique de type Michelson (schéma IV.17). Ce Michelson permet de suivre les déplacements du miroir interne par rapport au banc optique. En supposant que le banc optique reste bien rigide et que le bras du Michelson sur le banc reste de longueur constante, la phase optique ϕ_M

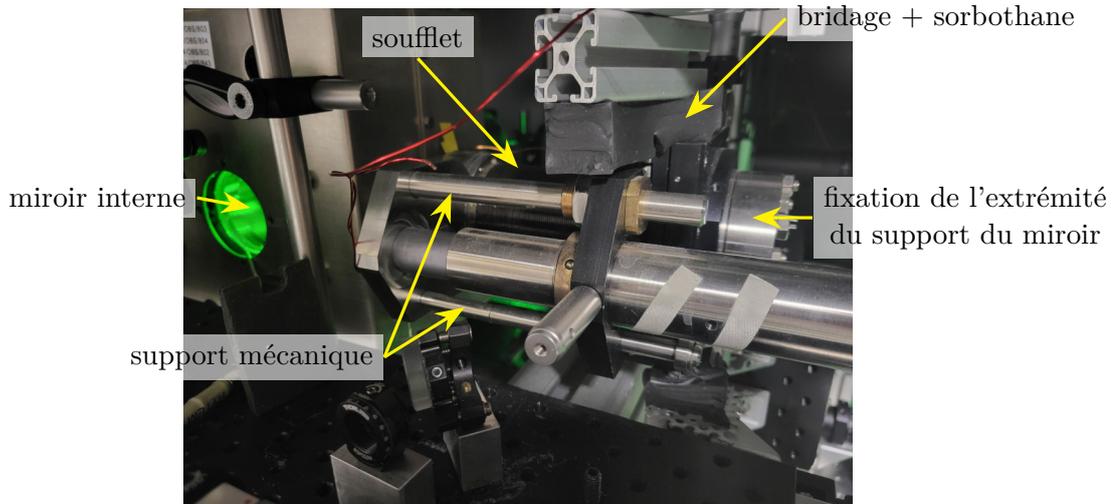


FIGURE IV.16 – Photographie du système mécanique de support du miroir interne.

observée en sortie de l'interféromètre nous renseigne directement sur les fluctuations de position du miroir interne par rapport au banc optique z_m .

$$\phi_M = 2 \frac{2\pi}{\lambda_V} z_m \quad (\text{IV.22})$$

L'amplitude des vibrations est malheureusement trop importante pour rester dans le régime linéaire de fonctionnement du Michelson (à mi-frange); en une dizaine de secondes, la phase défile sur plusieurs franges et la mesure de l'intensité $I(t) = \cos(\phi_M(t))$ ne permet pas de remonter sans ambiguïté à la position du miroir z_m .

J'ai donc mis en place un système de verrouillage à mi-frange sur cet interféromètre. La longueur du bras fixe sur le banc peut être modulée par un piézoélectrique (Thorlabs PQ9FC1) utilisé comme support du miroir de rétro réflexion du bras (figure IV.17). La longueur de ce piézoélectrique est asservie sur la différence entre l'intensité lumineuse en sortie du Michelson, mesurée par une photodiode, et une consigne de référence égale à l'intensité lumineuse à mi-frange. De cette façon, l'asservissement, réalisé avec un intégrateur analogique, contrôle la position du miroir du bras restant sur le banc de manière à ce que la phase optique en sortie du Michelson reste à mi-frange. Dans ce régime, les mouvements relatifs du miroir interne au banc optique vont être reproduits par le miroir du bras fixe monté sur le piézoélectrique. La réponse du piézoélectrique utilisé étant linéaire, il suffit alors de mesurer les variations du signal de correction appliqué au piézoélectrique pour déterminer les fluctuations de position z_m du miroir interne.

Ce circuit est équivalent à un filtre passe-haut du premier ordre avec une fréquence de coupure mesurée ici à $f_c = 400$ Hz, ce qui permet donc de suivre efficacement les vibrations de fréquence inférieure à f_c . Les masses du piézoélectrique et du miroir de rétro réflexion (diamètre de 7 mm) ont été minimisées pour que la fréquence de résonance du système {miroir + piézo} soit la plus élevée possible, estimée aux alentours de 1200 Hz; la limitation sur cette fréquence de coupure n'est donc due qu'au réglage du gain de l'intégrateur analogique. Compte tenu de la plus faible sensibilité de l'interféromètre à des fréquences supérieures, cette fréquence de coupure a néanmoins été considérée comme

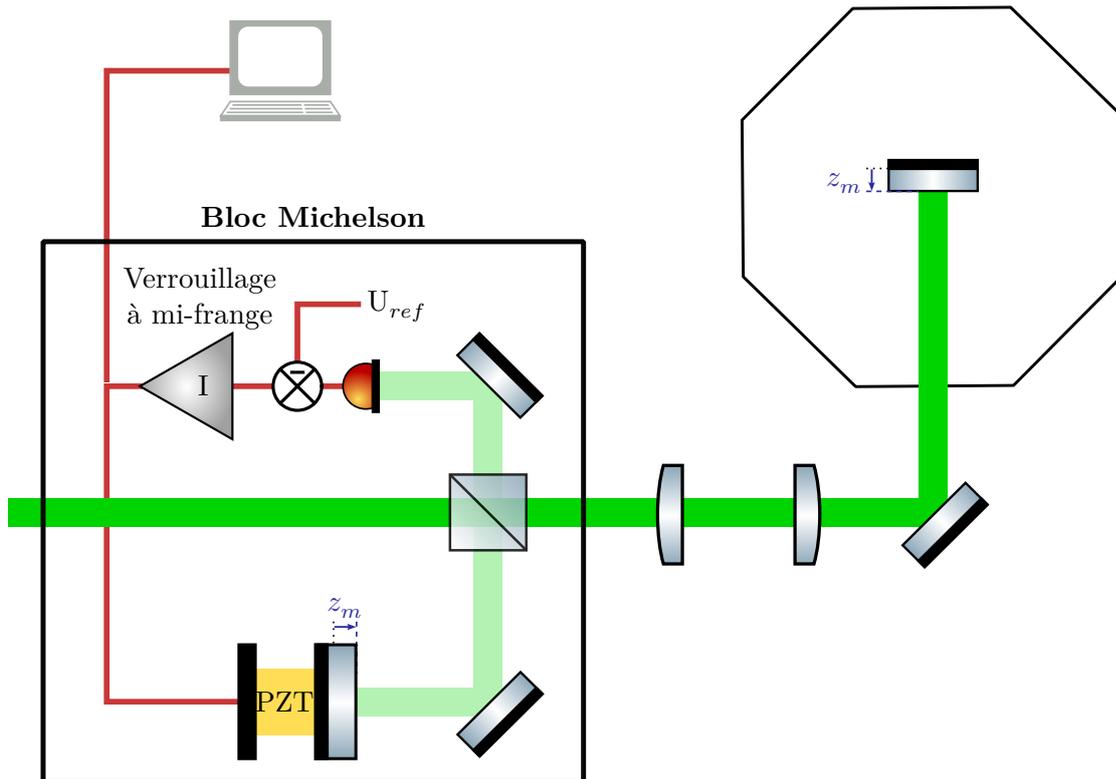


FIGURE IV.17 – Schéma optique de l'interféromètre Michelson mis en place sur le laser Verdi. L'intensité de la frange interférométrique mesurée par la photodiode est comparée à une référence de tension U_{ref} correspondant à l'intensité à mi-frange. La différence est intégrée et envoyée comme consigne à un actuateur piézoélectrique contrôlant le déplacement du miroir du bras fixe du Michelson. Le miroir va alors reproduire les mouvements z_m du miroir interne à la chambre à vide.

suffisante.

La calibration de la réponse du piézo est effectuée en envoyant une commande de modulation plus rapide que les éventuelles vibrations. On peut alors observer un défilement des franges interférométriques sur la photodiode qui permet de remonter à la valeur du déplacement du piézoélectrique pour une tension donnée. On observe figure IV.18 un défilement de 3,25 franges/V, qui correspond à un déplacement du piézo de 865 nm/V.

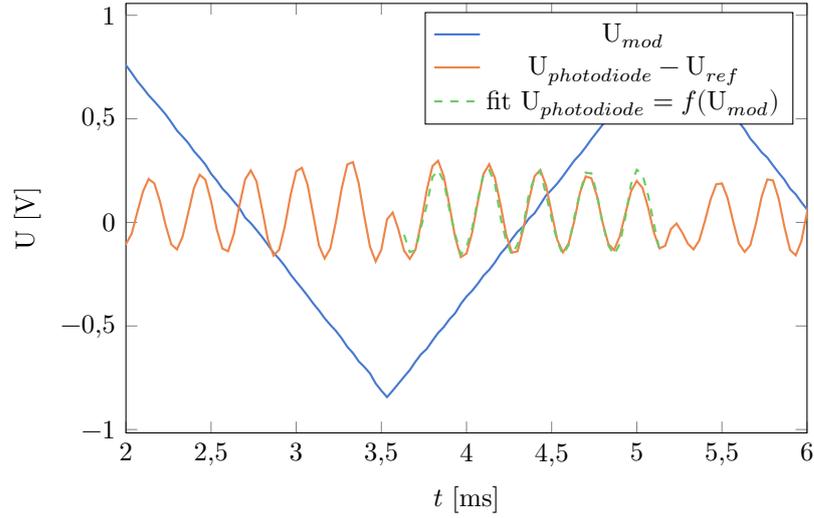


FIGURE IV.18 – Calibration de la réponse du piézoélectrique. La tension de consigne U_{mod} est modulée linéairement par un signal triangulaire en bleu, pendant que l'intensité lumineuse en sortie du Michelson $U_{photodiode}$ est enregistrée, en orange. En vert, un ajustement $U_{photodiode} = A \cos(2\pi(U_{mod}/a + \varphi))$ qui permet d'établir la calibration a du piézo : à un 1 V de commande correspond un défilement de 3,25 franges, soit une réponse de 865 nm/V.

Il est alors possible d'étudier les vibrations z_m du miroir par rapport au banc optique et la densité spectrale associée qui sont représentées en bleu figure IV.19. Pour comparaison, les vibrations dans un référentiel inertiel z_{sis} ont été mesurées sur la table optique ou sur le banc optique de l'IR à proximité du miroir Raman avec un sismomètre **Trillium Compact**. On observe avec ce sismomètre des vibrations inertielles importantes du banc optique (pic-à-pic de 0,5 μm) principalement à 10 Hz, qui correspond probablement à une fréquence de résonance de la table optique. Ces vibrations sont transmises au miroir interne, mais perturbées par son support ; on observe ainsi que le miroir ne reste pas fixe par rapport au banc optique mais qu'il vibre légèrement relativement au banc optique également à 10 Hz. Le miroir interne vibre également à quelques modes supplémentaires autour de la centaine de Hertz, à priori des modes de résonance de son support.

On estime ensuite les bruits de phase ajoutés par ces vibrations, de la table optique ou du miroir interne relativement à cette dernière. Pour une densité spectrale de puissance de bruit de phase $S_\varphi(\omega)$, l'écart-type des fluctuations de la phase interférométrique sera [Cheo6] :

$$\sigma_\varphi^2 = \int_0^{+\infty} |H(\omega)|^2 S_\varphi(\omega) \frac{d\omega}{2\pi} \quad (\text{IV.23})$$

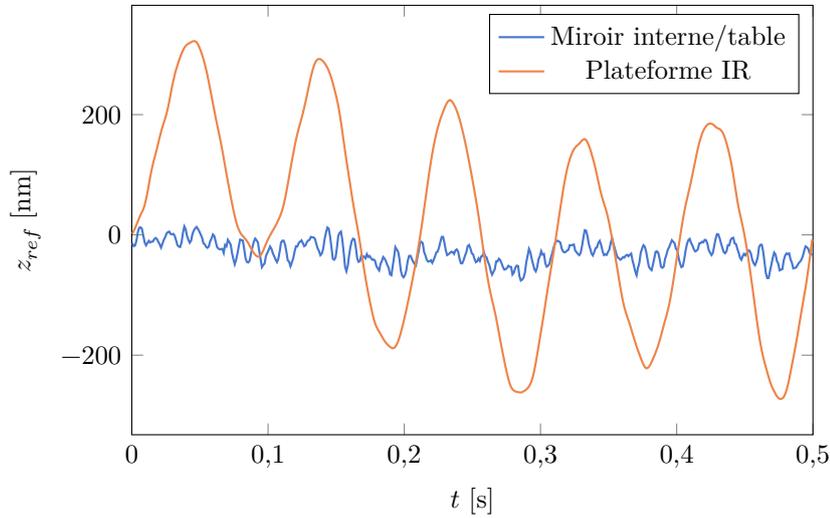
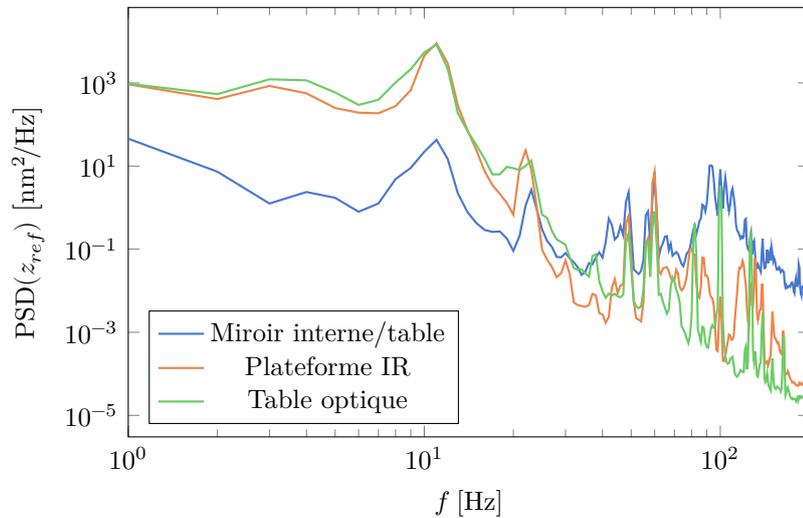
(a) *Évolution temporelle des vibrations verticales*(b) *Densité spectrale de bruit de vibration*

FIGURE IV.19 – Signal temporel et sa densité spectrale de la position du miroir interne relativement à la table optique estimée à travers le Michelson optique (en bleu), et des vibrations inertielles de la table optique mesurées au sismomètre en haut de la chambre à vide sur la plateforme de l'IR à proximité du miroir Raman (en orange) et directement sur la table optique (en vert).

	Phase Raman σ_R [rad]	Phase inertielle σ_{ae} [rad]
Vibrations table optique	3,4	0,01
Vibrations miroir interne/table	0,26	2×10^{-3}

TABLE IV.1 – *Bruits de phase estimés à partir des densités spectrales de vibrations du banc optique mesurées au sismomètre et du miroir interne mesurées avec le système Michelson. La phase inertielle a été calculée avec la fonction de transfert (IV.20) ; la phase Raman avec (IV.21)*

L'impact des vibrations mesurées précédemment sur le bruit de phase interférométrique est ainsi estimé en utilisant les fonctions de transfert (IV.20) et (IV.21). Les résultats sont présentés dans la table IV.1. On constate immédiatement l'intérêt d'une configuration d'interféromètre piégé en présence d'un tel niveau de bruit acoustique : les fluctuations de phase pour un interféromètre en chute libre seraient de 3,4 radians pour un miroir Raman soumis aux vibrations de notre banc optique, de quoi largement brouiller des franges. Du fait des vibrations du miroir interne par rapport au banc optique et donc au miroir Raman, nous avons cependant un bruit de phase Raman de 0,26 radians, six fois plus que le bruit de phase inertielle du banc optique qui était précédemment l'une des limitations de la sensibilité et devait être corrigé [Alai8a]. Enfin, le surcroît de bruit de phase inertielle créée par les vibrations du miroir interne par rapport au banc optique est totalement négligeable devant le bruit de phase inertielle des vibrations du banc lui-même.

Nous allons tirer profit de ce dispositif qui nous permet d'estimer les vibrations du miroir interne relativement à la table optique et le bruit de phase Raman associé pour corriger directement le bruit de phase Raman de nos mesures de fréquence de Bloch.

IV.3.4 Correction des vibrations

Si l'on suppose le miroir Raman rigidement lié par la structure mécanique au banc optique, la mesure de la position du miroir par rapport au banc optique z_m devient directement une mesure de la distance δz_m entre les deux miroirs de mesure : $\delta z_m = z_m + \text{cst}$. La mesure du bruit de phase Raman φ_r lié aux fluctuations de la distance entre les deux miroirs devient possible avec l'équation (IV.17). Nous négligeons le bruit d'accélération inertiel du miroir interne. Notre système Michelson permet d'enregistrer $z_m(t)$ durant toute la durée de la séquence interférométrique. Le bruit de phase Raman accumulé pendant la séquence se calcule alors simplement :

$$\delta\varphi_r = \int_{-\infty}^{+\infty} g_s(t) k_{\text{eff}} \frac{dz_m}{dt} dt = - \int_0^{T+2\tau_{\pi/2}} \frac{dg_s}{dt} k_{\text{eff}} z_m(t) dt \quad (\text{IV.24})$$

Si le bruit de phase reste petit $\delta\varphi_r \ll 1$, il est valable de linéariser la relation entre probabilité de transition et phase interférométrique $P_e = C/2 \cos(\varphi + \delta\varphi_r)$. Dans ce cas, ce bruit de phase $\delta\varphi_r$ ajoute simplement un bruit à la probabilité de transition : $\delta P_e = a \delta\varphi_r$. En particulier, en se plaçant à mi-frange, on s'attend à avoir $\delta P_e = C/2 \delta\varphi_r$ avec C le contraste. Pour vérifier cette relation, j'ai étudié les corrélations entre la probabilité de transition P_e à mi-frange de l'interféromètre Ramsey et le bruit de phase

Raman $\delta\varphi_r$ estimé simultanément grâce à la formule (IV.24). Les résultats pour une durée interférométrique $T = 100$ ms sont présentés figure IV.20. On constate une corrélation entre P_e et $\delta\varphi_r$. Le facteur de proportionnalité optimal entre les deux est $a = 0,13$, plus faible que celui de 0,2 attendu vu le contraste de 40 %. La différence peut s'expliquer par un bruit sur la mesure de $\delta\varphi_r$ qui va « élargir » la distribution de $\delta\varphi_r$ observée. Ce bruit peut provenir a priori soit de vibrations hautes fréquences non mesurées par notre Michelson, soit de vibrations supplémentaires non prises en compte, telles que des vibrations entre le miroir Raman et le banc optique qui invalideraient l'hypothèse $\delta z_m = z_m + \text{cst}$ faite au début de la section.

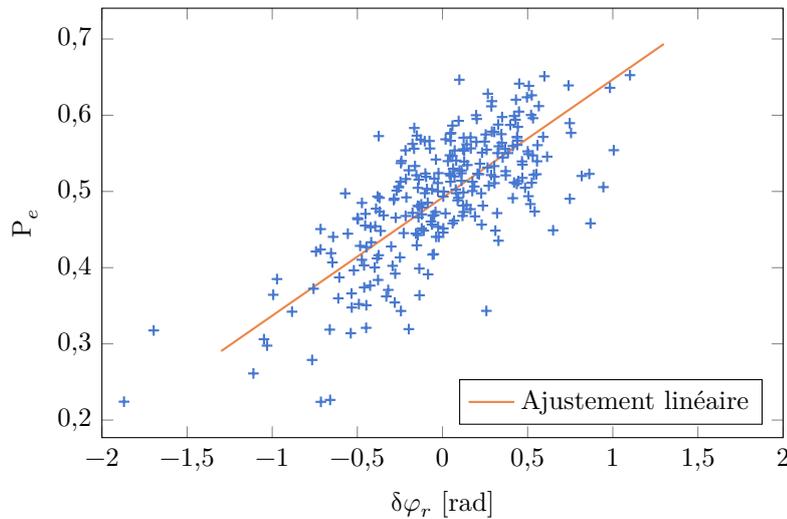


FIGURE IV.20 – Corrélations entre la probabilité de transition mesurée à mi-frange pour un interféromètre de 100 ms et l'estimation de la phase Raman due aux vibrations du miroir. L'ajustement linéaire en orange permet de déterminer le facteur de proportionnalité entre les deux, ici de 0,13.

Avec cette méthode, en soustrayant à P_e la quantité $a \varphi_r$, on peut supprimer l'effet estimé du bruit de phase, et conséquemment réduire le bruit sur notre mesure. Par exemple, avec les mesures présentées figure IV.20, l'écart-type de la probabilité de transition est de $\sigma(P_e) = 8,3\%$, ce qui se traduit en termes de bruit de phase par $\sigma(\varphi) = 0,4$ rad. Avec cette méthode de post-traitement, $\sigma(P_e)$ est réduit à 5,6 %, soit un gain de 30 % sur le bruit de phase.

Il s'agit ensuite de vérifier que ce gain attendu se répercute bien sur nos mesures de fréquences de Bloch. Comme constaté figure IV.21, l'utilisation de cette correction durant l'intégration permet d'améliorer la sensibilité sur la mesure de force de 30 % : nous avons un moyen de compenser au moins partiellement les bruits de vibration du miroir interne, ce qui permet de réduire d'un facteur 2 le temps de moyennage pour atteindre un niveau de stabilité équivalent.

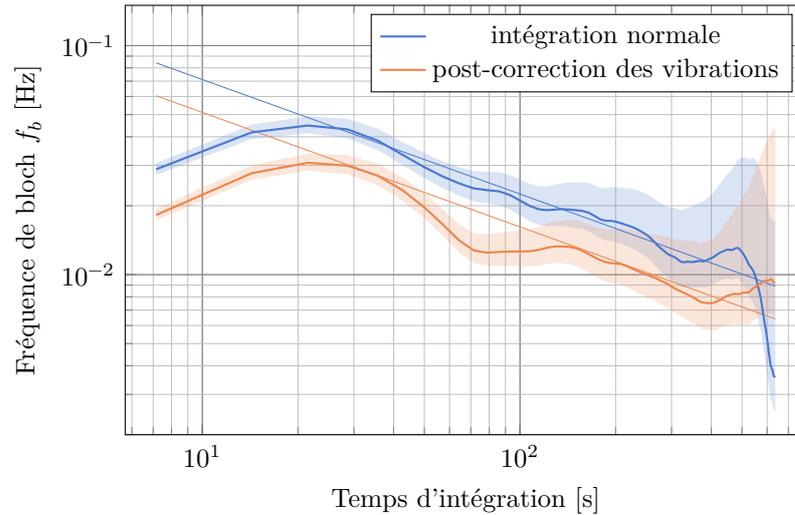


FIGURE IV.21 – Écart-types d'Allan d'une mesure de fréquence de Bloch avec ou sans post-correction des vibrations du miroir interne, avec les ajustements en $1/\sqrt{\tau}$ correspondant. On observe un gain de 30% sur la sensibilité avec la prise en compte des vibrations.

IV.4 Autres bruits de phase

Déplacement différentiel IR À cause de l'utilisation d'une séquence interférométrique non symétrisée sensible aux fluctuations de la fréquence hyperfine, la phase interférométrique est sensible aux fluctuations de déplacements lumineux différentiels induites par les fluctuations d'intensité du laser infrarouge. En utilisant une séquence interférométrique Ramsey micro-onde sensible seulement aux fluctuations de fréquence d'horloge et non plus au bruit de phase Raman ou au bruit de force, on peut quantifier ce bruit. En mesurant la différence de bruit de phase de deux interféromètres micro-onde à des intensités du laser IR différentes, on estime la contribution du laser au bruit de fréquence hyperfine. On détermine alors que les variations d'intensité du laser IR peuvent engendrer des fluctuations rapides d'environ 2% du DLD, soit 50 mHz de bruit coup-à-coup.

Phase de l'oscillateur local La référence de fréquence utilisée pour la génération des fréquences pour la radiofréquence micro-onde et pour l'ajustement des désaccords des lasers Raman provient d'un oscillateur bas-bruit à quartz (O-CDF28ISN-R-10MHz/100MHz de NEL Frequency Controls). Cet oscillateur est asservi sur le long terme sur un signal de référence à 100 MHz distribué au SYRTE, lui-même asservi sur les masers à hydrogène qui assurent la référence primaire de temps au SYRTE. L'étude de la densité spectrale de bruit de fréquence de cet oscillateur montre qu'il ajoute un bruit de fréquence de 5 mHz coup-à-coup pour des temps d'interféromètre d'une centaine de millisecondes [Ala18a].

Source de bruit	À proximité du miroir		Loin du miroir [Ala18a]	
	σ	σ_F à 1 s [qN]	σ	σ_F à 1 s [qN]
Imagerie	1,7 %	90	0,39 %	1,4
Projection quantique	2,0 %	100	0,41 %	1,5
Vibrations	0,26 rad	200	0,04 rad	2,5
Référence de fréquence	5 mHz	4	1,3 mHz	1,2
Laser de piégeage	50 mHz	40	1,7 mHz	1,6
Somme quadratique	310 mHz	240	6,1 mHz	5,7
Bruit interférométrique mesuré	430 mHz	340	7,6 mHz	7,1

TABLE IV.2 – Sources de bruit et leur contribution aux fluctuations de la mesure de force pour une transition $\Delta m = 6$. Les bruits à proximité du miroir ont été estimés pour un interféromètre Ramsey-Raman simple sans correction des vibrations de durée $T = 150$ ms, de contraste $C \approx 0,3$ et avec 600 atomes. Comme référence sont données les sources de bruits estimées loin du miroir dans [Ala18a] pour un interféromètre Ramsey-Raman de durée $T = 2,7$ s, de contraste $C \approx 0,3$ et avec 15 000 atomes.

IV.5 Sensibilité du capteur

IV.5.1 Bilan des bruits de phase

Le bilan des différentes sources de bruit estimées dans les sections précédentes est présenté avec leur impact sur les mesures de force dans la table IV.2. Les bruits ont été calculés pour un interféromètre de 150 ms avec un contraste de 25 % et sans correction des vibrations. En comparaison, les meilleures valeurs de bruit obtenues dans le passé sur l'expérience avec des atomes ultra-froids, loin de toute surface, sont également représentées.

Le bruit dominant dans nos mesures est donc le bruit de vibration, au-delà du bruit cumulé de détection (130 qN). De plus, le bruit mesuré directement sur l'interféromètre est supérieur à la somme quadratique des estimations de bruit. Cela semble indiquer que le Michelson optique présenté précédemment sous-estime le bruit de vibration d'environ 50 %, probablement à cause des vibrations entre le banc optique et le miroir Raman qui ne sont pas mesurées et prises en compte dans l'estimation des vibrations.

En comparaison avec les mesures loin du miroir, nous avons perdu un facteur 50 sur la sensibilité à proximité du miroir. La perte provient surtout du temps d'interrogation 10 fois plus court, limité par l'amortissement du contraste lié aux inhomogénéités de force. Nous avons également perdu sur le bruit de vibration à cause du découplage entre les miroirs internes et Raman.

IV.5.2 Mesure de force

Pour réduire la sensibilité de la mesure de fréquence de Bloch aux bruits de phase σ_φ , nous cherchons à coupler des états de Wannier-Stark $|WS_n\rangle$ et $|WS_{n+\Delta m}\rangle$ les plus

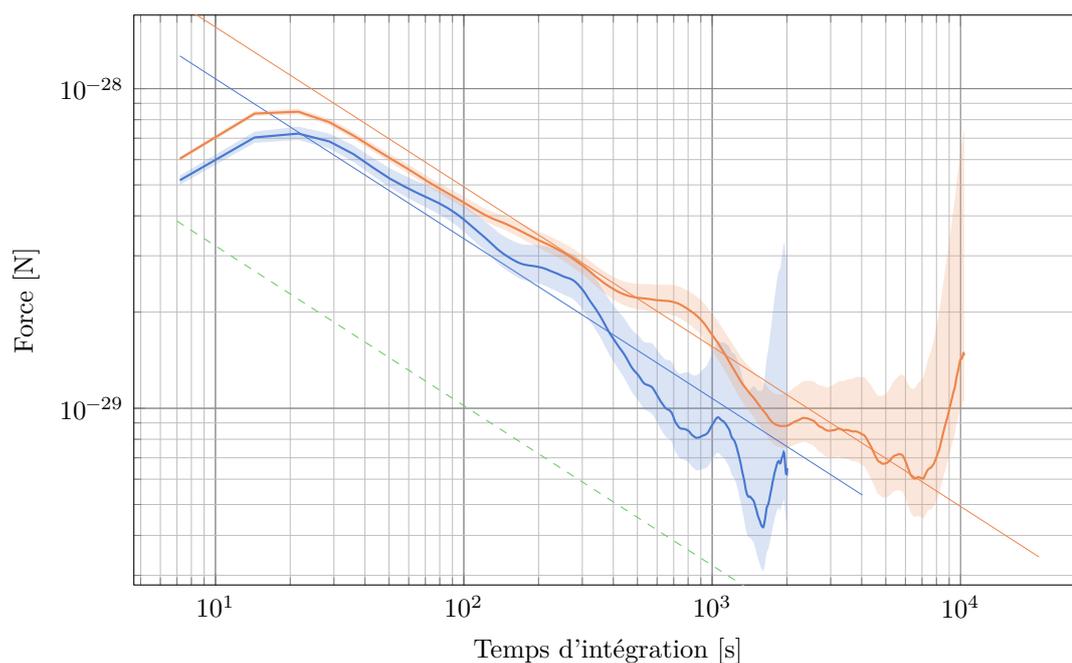


FIGURE IV.22 – Écart-types d'Allan de mesures de force à quelques centaines de micromètres du miroir, avec l'ajustement en $1/\sqrt{\tau}$ correspondant. Les courbes représentent, en bleu, des mesures avec $T = 150$ ms et avec correction des vibrations, et, en orange, des mesures avec $T = 100$ ms et sans corrections des vibrations. La courbe bleue présente une sensibilité de 340×10^{-30} N à 1 s et la courbe orange se moyenne sur les 20 000 s de mesure jusqu'à 4×10^{-30} N. En vert est représentée la limite quantique estimée dans la situation actuelle de l'expérience.

distants possibles. Vu les contraintes sur les fréquences de Rabi des différentes transitions Raman (sec. II.2.1), nous utilisons les transitions Raman $\Delta m = \pm 6$. Les bruits sur la mesure de fréquence de Bloch, et par là de force, sont alors réduits de ce facteur Δm :

$$\sigma_{\nu_B} = \frac{1}{\Delta m} \frac{\sigma_\varphi}{2\pi T_R}. \quad (\text{IV.25})$$

En dépit d'une moins bonne sensibilité sur la force par rapport aux versions précédentes de l'expérience, nous sommes désormais capables de mesurer à proximité du miroir des forces locales comme nous allons le voir dans le chapitre suivant, et non plus seulement la gravité. La sensibilité de notre capteur est alors à l'état de l'art en ce qui concerne les capteurs de force non gravitationnelle (sec. I.3).

Quelques écarts-types d'Allan de mesures de force sont présentés figure IV.22. Nous atteignons une sensibilité à 1 s de 340 qN (soit 340×10^{-30} N [CGPM22]¹), ou 130 mHz en termes de sensibilité sur la fréquence de Bloch. Dans les plages temporelles observées, les mesures s'intègrent toutes en $1/\sqrt{\tau}$. Après 5,7 h d'intégration, nous avons réussi à atteindre une sensibilité de 4 qN, soit 1,6 mHz sur la fréquence de Bloch. À proximité immédiate de la surface du miroir, la sensibilité décroît avec le contraste. Mais nous parvenons encore à atteindre à 5 μm du miroir une sensibilité de 1×10^{-27} N à 1 s qui s'intègre comme du bruit blanc. En une heure de mesure, on peut s'attendre à mesurer la force de Casimir-Polder sur un nuage atomique au contact du miroir avec une sensibilité relative de 3 %.

La sensibilité de notre capteur de force au voisinage de la surface a décliné par rapport aux performances démontrées dans le passé, loin de toute surface. Cette perte de sensibilité est partiellement due à des contraintes techniques moins favorables dans la configuration actuelle : plus faible nombre d'atomes à cause du transport et bruits de vibrations plus importants à cause de la séparation des miroirs Raman et interne. Une perte importante de la sensibilité est néanmoins attribuable à la proximité des atomes à une surface et semble inhérente à la méthode de mesure de force utilisée : la rugosité de la surface semble capable de diffuser la lumière de piégeage, générant des inhomogénéités de force qui limitent la résolution spectrale des mesures de fréquence de Bloch. L'excellente qualité optique du miroir nous permet cependant de réaliser malgré tout des mesures de force avec une sensibilité suffisante, là où une autre expérience a échoué à cause de cet effet [Tin14].

Malgré cette dégradation de la sensibilité, notre capteur de force atteint une sensibilité de $3,4 \times 10^{-28}$ N à 1 s, record de sensibilité absolue pour les capteurs de force à proximité d'une surface (sec. I.3). Avec cette sensibilité, nous pouvons mesurer les effets attendus de la force de Casimir-Polder au contact du miroir avec une incertitude de 1 % après une heure de mesures. La meilleure stabilité atteinte, de 4×10^{-30} N, représente une incertitude de 10 % sur les effets attendus à 10 μm du miroir. Nous avons donc une sensibilité suffisante pour mettre en évidence les forces de Casimir-Polder.

1. En plus des quectonewtons, les rontonewtons seront particulièrement utilisés dans la suite de ce manuscrit : $1 \text{ rN} = 1 \times 10^{-27}$ N

Mesures de forces à courtes distances

Comme présenté au chapitre précédent, nous avons réalisé un capteur de force capable d'effectuer des mesures de force au voisinage de la surface de miroir avec une sensibilité suffisante pour mesurer les effets attendus de la force de Casimir-Polder. Je présenterai dans ce chapitre les protocoles utilisés pour réaliser les mesures des forces d'interaction atome-surface, puis les résultats des premières mesures de force accomplies à proximité de la surface.

V.1 Précision du contrôle de la distance au miroir

Pour effectuer des mesures stables et exactes des forces à courte distance, qui varient rapidement avec la distance atome-surface, un bon contrôle de cette distance est nécessaire.

Pour donner un ordre de grandeur, afin de connaître la force de Casimir-Polder $F_{\text{CP}} \propto z^{-5}$ à une distance de $5 \mu\text{m}$ du miroir avec une incertitude de 1 %, il est nécessaire de connaître la position des atomes à 10 nm près. En pratique, à cause du moyennage de la force à l'échelle du nuage, la dépendance de la force mesurée de Casimir-Polder à la distance au miroir est moins importante, et pour réaliser des mesures résolues à 2 % près — sensibilité qui sera celle de nos mesures —, nous voulons une incertitude sur la position de l'ordre de $0,1 \mu\text{m}$.

V.1.1 Stabilité de la distance transportée dans l'élévateur de Bloch

Comme nous l'avons vu dans la section III.3, en appliquant un désaccord $\delta_b(t)$ de fréquence entre les deux bras de l'ascenseur de Bloch, on effectue un déplacement du nuage atomique sur la distance

$$\Delta z = \int \frac{\delta_b(t)}{2k_b} dt. \quad (\text{V.1})$$

Cependant, nous ne pouvons pas en déduire directement la distance z_0 entre le nuage atomique en fin de transport et la surface du miroir, qui dépend également de la distance z_{mir} entre le miroir et le piège dipolaire :

$$z_0 = z_{\text{mir}} - \Delta z \quad (\text{V.2})$$

Cette distance z_{mir} peut varier au cours du temps, selon les alignements des lasers du piège dipolaire ou les fluctuations de température dans la salle qui induisent des fluctuations de pointé des lasers et une dilatation du bâti.

Nous voulons atteindre une stabilité sur la position du nuage z_0 inférieure au micromètre après un transport de $\Delta z \approx 30$ cm, soit une stabilité relative de 1 ppm, ce qui requiert à la fois une excellente stabilité de la distance transportée et des fluctuations également de l'ordre du micromètre de la distance entre miroir et piège dipolaire.

Ce niveau de stabilité de la distance transportée est en principe garanti par le système de contrôle de fréquence utilisé pour l'ascenseur de Bloch qui atteint théoriquement des performances largement supérieures à celles nécessaires. Nous nous sommes assurés expérimentalement de cette stabilité du transport en étudiant les corrélations entre les positions du nuage atomique z_i à la fin de l'évaporation et $z_f = z_i + \Delta z$ à l'issue du transport. Ces positions sont mesurées en alternant les observations par imagerie d'absorption dans les deux chambres à vide. Un ajustement gaussien sur la densité atomique observée permet de déterminer le centre du nuage. La position verticale du centre du nuage est représentée sous forme d'écart-types d'Allan figure V.1.

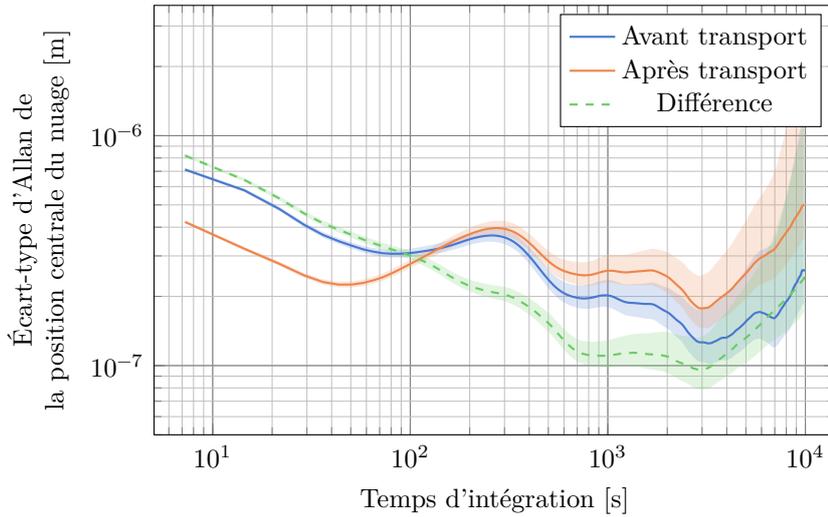


FIGURE V.1 – Stabilité de la distance de transport Δz . En bleu et en orange sont représentées les stabilités respectivement des positions z_i initiale et z_f à l'issue du transport. En vert est représenté l'écart-type d'Allan de la différence entre les deux positions $z_f - z_i$.

Sur le court terme, la mesure de la stabilité des positions est limitée par le bruit de mesure, particulièrement pour la position initiale dans la chambre du bas où la caméra a un bruit de lecture plus élevé. Sur une période d'environ 5 minutes, les fluctuations thermiques dues au cycle de refroidissement de la climatisation du laboratoire limitent la stabilité des deux positions. Cependant, la différence $z_f - z_i = \Delta z$ présente un caractère beaucoup plus stable et s'intègre approximativement comme du bruit blanc sur plusieurs heures, ce qui confirme que la stabilité de la distance transportée est moins sensible aux oscillations de température, et est ici limitée par le bruit de mesure. Toutefois, sur des durées plus longues de quelques heures, les corrélations entre z_f et z_i s'atténuent,

probablement à cause de mouvements liés à la déformation du bâti lui-même qui induisent des variations de la distance entre les deux caméras.

V.1.2 Mesure de la distance au miroir

Avec l'ascenseur de Bloch, nous sommes donc en capacité de transporter les atomes sur une distance Δz contrôlée et stable. Mais cela ne nous donne pas encore la distance z_0 entre le miroir interne et les atomes à l'issue du transport : il reste à déterminer la distance z_{mir} entre le miroir interne et la position initiale des atomes, au niveau du piège dipolaire croisé.

Nous ne pouvons pas utiliser l'imagerie d'absorption pour mesurer la distance atome-miroir à cause de l'impossibilité discutée en III.6.1 d'imager directement la surface du miroir. Une alternative pour déterminer z_{mir} consiste à utiliser les atomes comme sonde et la surface du miroir comme obstacle, de manière similaire à [Sorog]. Quand le centre du nuage atomique est transporté au contact de la surface, une fraction des atomes (les atomes poussés « dans » le miroir) quitte le piège du réseau optique, soit en étant repoussée par la surface, soit en s'adsorbant sur la surface. Le nombre d'atomes imagés par fluorescence à la fin du transport est alors plus faible que lorsque le nuage est transporté loin du miroir (schéma V.2).

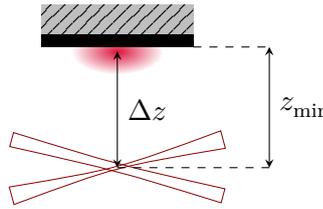


FIGURE V.2 – Schéma du protocole de mesure de la distance z_{mir} entre le miroir et la position des atomes en fin d'évaporation. Le nuage atomique est transporté au contact du miroir sur la distance Δz . La partie du nuage au contact du miroir est perdue, et en mesurant le nombre d'atomes détectés en fonction de Δz , on peut remonter à z_{mir} .

Si l'on suppose une distribution de densité atomique gaussienne autour du centre du nuage atomique à la position z_0

$$g(z, z_0) = \frac{N_{\text{at}}}{\sqrt{2\pi}\sigma_z} e^{-\frac{(z-z_0)^2}{2\sigma_z^2}}, \quad (\text{V.3})$$

le nombre d'atomes détectés est alors de

$$N(\Delta z) = N_{\text{at}} \int_0^{+\infty} g(z, z_{\text{mir}} - \Delta z) dz \quad (\text{V.4})$$

$$= \frac{N_{\text{at}}}{2} \left(1 + \operatorname{erf}\left(\frac{z_{\text{mir}} - \Delta z}{\sqrt{2}\sigma_z}\right) \right) \quad (\text{V.5})$$

En réalisant un ajustement du nombre d'atomes transportés en fonction de la distance, on peut donc en extraire la distance z_{mir} et la taille du nuage σ_z , comme illustré figure V.3.

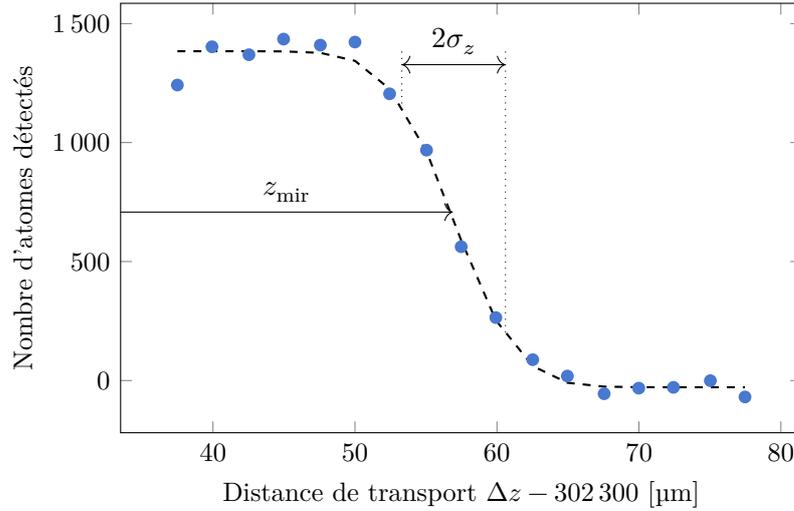


FIGURE V.3 – Nombre d’atomes détectés dans le piège mixte selon la distance de transport. Un ajustement par une fonction d’erreur permet d’extraire la position du miroir z_{mir} et la taille du nuage σ_z . Ici, $z_{\text{mir}} = 302\,356,9 \mu\text{m}$ et $\sigma_z = 3,6 \mu\text{m}$.

La taille du nuage, après la compression adiabatique en fin d’évaporation, est ainsi mesurée entre 3 et 4 μm selon les configurations expérimentales.

On peut étudier la stabilité du contrôle de la distance atomes–miroir en répétant cette procédure au cours du temps. On obtient ainsi des mesures telles que celles présentées figure V.4, dont les écarts-types d’Allan sont représentés V.5.

Dans les conditions usuelles de l’expérience (fig. V.4a), la stabilité des mesures de z_{mir} et σ_z , de l’ordre de $5 \mu\text{m}/\sqrt{\text{Hz}}$, est uniquement limitée à court terme par l’incertitude liée à l’ajustement exponentiel. Après plusieurs heures de mesures, la sensibilité sur z_{mir} atteint un plancher de 0,1 μm (fig. V.5a). Occasionnellement, on constate cependant des fluctuations sur quelques heures de z_{mir} sur plusieurs micromètres, typiquement lors de modifications de la séquence expérimentale (fig. V.4b). Cet effet est attribué aux perturbations de la température d’équilibre des optiques du piège dipolaire induites par la différence de durée de cycle entre les deux configurations de séquence.

En pratique, pour pouvoir suivre les fluctuations long terme de z_{mir} pendant des mesures de force à courte distance, des mesures de position sont effectuées régulièrement, toutes les trente minutes, entrelacées aux mesures de force (fig. V.6). Avec cette mesure de z_{mir} , et maîtrisant la distance transportée Δz , on connaît ainsi la distance z_0 entre atomes et surface pendant la mesure de force, avec une incertitude inférieure au micron.

Une incertitude systématique sur z_0 reste présente, liée au caractère piégeant ou non des deux puits du piège mixte les plus proches du miroir. En effet, pour perturber au minimum la température d’équilibre de l’expérience, les séquences expérimentales de mesure de z_{mir} sont effectuées avec le même type de séquence que les mesures de force, avec la détection des atomes réalisée après le transfert dans le piège mixte. Si le premier ou les deux premiers puits ne sont pas piégeant, cela rajoute un biais sur la mesure de z_{mir} et de σ_m de 1 ou $2 \times \lambda_l/2$. Cette incertitude de 532 nm au plus sur la distance des atomes au miroir n’a pas été prise en compte dans les mesures présentées par la suite. L’incertitude sur la taille du nuage reste relativement faible, et son impact sur

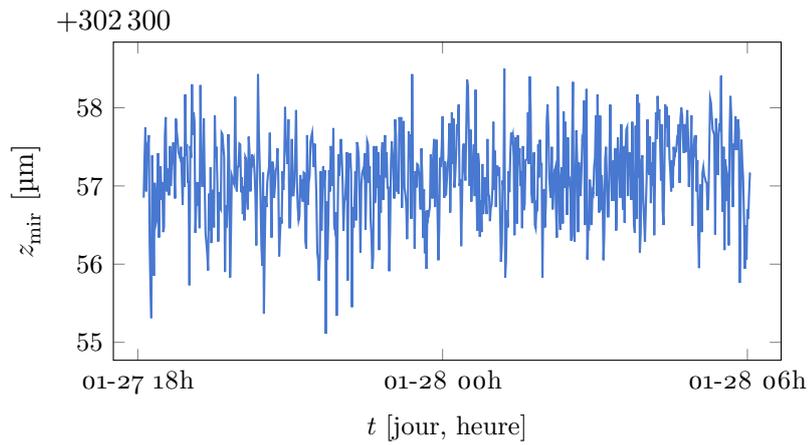
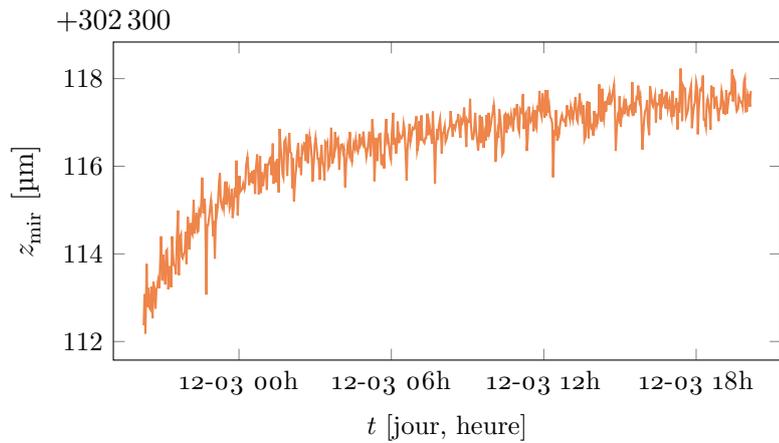
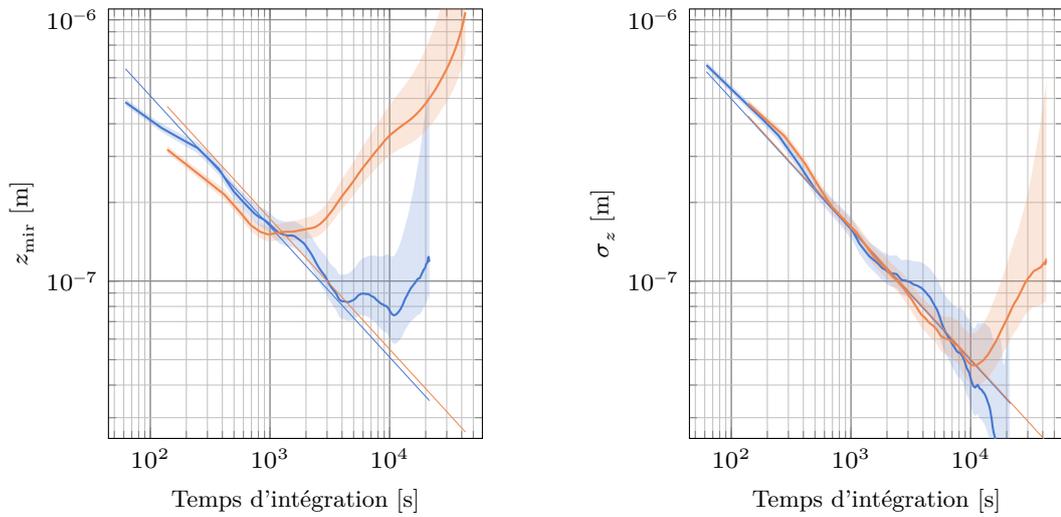
(a) *Mesure à température stable*(b) *Mesure pendant une relaxation de la température*

FIGURE V.4 – Mesures de la distance miroir-piège dipolaire z_{mir} sur plusieurs heures, a) dans des conditions stationnaires, b) après un changement des paramètres de la séquence expérimentale de mesure.



(a) Écart-type d'Allan de la position du miroir (b) Écart-type d'Allan de la taille du nuage.

FIGURE V.5 – Écart-types d'Allan de la position du miroir relative au piège dipolaire et de la taille du nuage, estimés en transportant le nuage atomique partiellement dans le miroir. Les variances bleues sont celles d'une mesure qui est restée stable (fig. V.4a), celles en orange correspondent à une mesure où la température a fluctué (fig. V.4b).

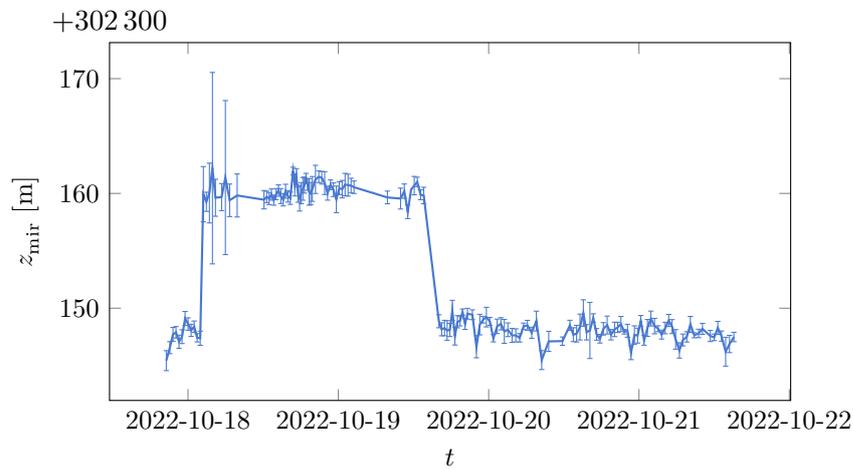


FIGURE V.6 – Évolution de la distance entre le miroir interne et le piège dipolaire pendant une semaine, en parallèle d'une série de mesure de force (mesure différentielle octobre fig. V.12). La distance a sauté brutalement d'une douzaine de micromètres entre deux mesures avant de revenir à la distance initiale quelques jours plus tard, un phénomène inexpliqué.

l'estimation de l'effet attendu des forces de Casimir-Polder reste négligeable.

v.2 Mesures de forces à courte distance

v.2.1 Protocole de mesure

Nous avons vu (éq. (II.46)) que la phase d'un interféromètre de Ramsey est donnée, en l'absence de saut de phase et de déplacement lumineux des Raman, par l'équation

$$\varphi = 2\pi(\nu_R - \Delta m \nu_B - \nu_{\text{HFS}}) T_R. \quad (\text{v.6})$$

Pour mesurer la fréquence de Bloch ν_B , nous déterminons la fréquence Raman ν_R^0 qui annule la phase de l'interféromètre et qui correspond à la frange centrale de la figure d'interférence. On extrait alors la fréquence de Bloch de la relation

$$\nu_R^0 = \Delta m \nu_B + \nu_{\text{HFS}}. \quad (\text{v.7})$$

Expérimentalement, on détermine la position de la frange centrale en superposant les franges obtenues en balayant ν_R pour différentes durées d'interrogation T . La frange centrale est celle qui « reste en place », comme illustré sur la figure v.7. Une fois la frange centrale identifiée, on asservit la fréquence ν_R sur la fréquence centrale ν_R^0 en utilisant un schéma d'intégrateur numérique [Pel13b] : on mesure la probabilité de transition à mi-frange alternativement de part et d'autre de la frange et on rectifie à chaque itération l'estimation préalable de la fréquence centrale ν_R^0 pour tendre vers des probabilités de transition égales de chaque côté.

Par rapport à un ajustement sinusoïdal de la probabilité de transition $P_e(\nu_R)$, nous gagnons de cette façon en sensibilité en n'effectuant les mesures qu'à mi-frange, là où la probabilité de transition est la plus sensible à la fréquence Raman. Nous sommes ainsi capables de mesurer la fréquence ν_R^0 et de suivre ses fluctuations temporelles, avec toutefois une bande passante de quelques cycles de mesure, correspondant à la constante de temps de l'intégrateur numérique.

Comme on le remarque figure v.7, la fréquence ν_R^0 ne correspond pas exactement à un sommet de frange, qui sera la valeur extraite par l'intégrateur numérique. Cela est dû au déplacement lumineux différentiel des Raman qui ajoute un terme de phase $2\delta_{\text{AC}}/\Omega_{\Delta m}$ (éq. (II.46)) et décale donc les franges d'une phase indépendante de T . La mesure de fréquence de Bloch peut être biaisée par ce déplacement lumineux, mais en réalisant le protocole de mesure différentielle présenté ci-dessous, ce biais est éliminé de notre estimation de fréquence de Bloch, tant que toutes les mesures sont effectuées avec la même durée d'interrogation T .

L'interféromètre de Ramsey simple est également sensible à la fréquence hyperfine qui peut être biaisée par les déplacements lumineux différentiels des lasers de piégeage ou par l'effet Zeeman quadratique. Pour mesurer la fréquence de Bloch indépendamment des fluctuations de la fréquence hyperfine, nous réalisons une mesure différentielle entre les transitions $+\Delta m$ et $-\Delta m$ en entrelaçant les mesures de phase sur les deux transitions. En notant ν_R^\pm la fréquence Raman de la frange centrale des transitions respectives $\pm\Delta m$, leur demi-différence vaut

$$\frac{\nu_R^+ - \nu_R^-}{2} = \Delta m \nu_B. \quad (\text{v.8})$$

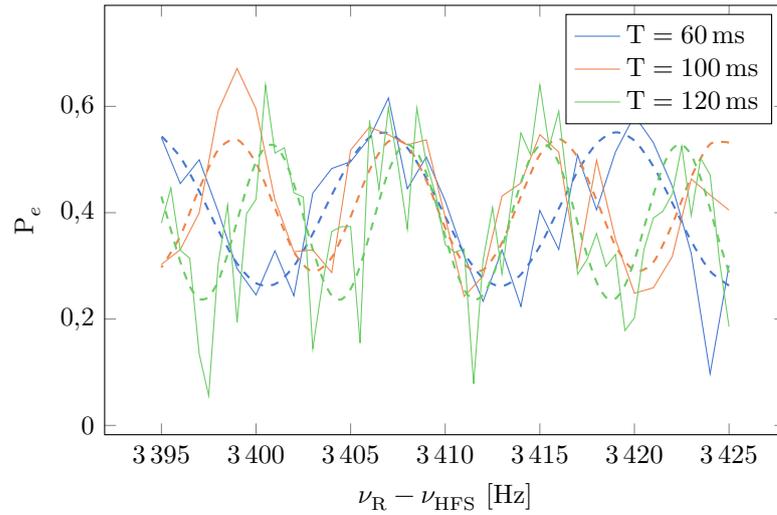


FIGURE V.7 – Franges interférométriques pour des durées d’interrogation T différentes, avec l’ajustement sinusoïdal correspondant en pointillés. La phase nulle est située aux alentours de 3409 Hz. Les franges sont décalées d’une fraction d’interfrange par rapport à la fréquence de phase nulle à cause du déplacement lumineux différentiel des faisceaux Raman δ_{AC} .

On s’affranchit ainsi des biais de la fréquence d’horloge et des leurs fluctuations, liées en particulier aux cycles de la température ambiante de l’expérience.

Cette mesure différentielle de ν_B reste cependant impactée par les effets systématiques qui biaisent les mesures de fréquence Raman en sens opposés pour les transitions $+\Delta m$ et $-\Delta m$. C’est le cas de toute force parasite, et en particulier de la force dipolaire liée au gradient d’intensité longitudinal des lasers de piégeage, mais aussi de l’effet du déplacement lumineux à 2 photons liés aux couplages non résonnants vers les autres états de Wannier-Stark. Cependant, comme nous ne cherchons pas ici à réaliser une mesure absolue de la force, comme sur un gravimètre, mais plutôt à mesurer l’influence de la surface sur la force exercée sur les atomes, nous pouvons nous affranchir de ces effets systématiques en effectuant des mesures différentielles en position. Nous avons réalisé ces mesures différentielles en comparant la force mesurée à la distance voulue avec une mesure à une position de référence à 300 ou 400 μm du miroir, là où les variations de force avec la distance sont nulles. Pour éliminer d’éventuelles fluctuations des biais, les mesures aux deux positions sont entrelacées¹.

Un avantage de ces mesures différentielles de force par rapport à la soustraction de la pesanteur, mesurée séparément, aux mesures de force est de ne pas requérir une très bonne connaissance de la pesanteur ni de la longueur d’onde du réseau du Verdi. En effet, l’exactitude sur la mesure de force est liée à la connaissance de la séparation des paquets d’onde dans l’interféromètre, et donc à la connaissance de la longueur d’onde du laser formant le réseau optique. Des mesures de forces différentielles au niveau du pour cent ne nécessitent une connaissance et un contrôle de la longueur d’onde qu’au même niveau. Pour atteindre un niveau d’exactitude souhaité, nous n’avons pas eu besoin du

1. En plus de l’entrelacement des transitions $\pm\Delta m$

système de verrouillage en fréquence du laser Verdi présenté dans [Pel13b] ; nous sommes contenté de la stabilité passive du laser qui reste dans des conditions de fonctionnement stationnaire bien inférieure au GHz sur plusieurs jours, ce qui correspond à une stabilité relative de 10^{-6} .

v.2.2 Éventuels biais sur la mesure de force

Effets systématiques des lasers de piégeage et d'interrogation

Avec ce protocole de mesure différentielle sur la position, nous rejetons un grand nombre d'effets systématiques, y compris les biais de force tant qu'ils ne dépendent pas (ou peu) de la distance au miroir. Nous recensons ici ces différents effets liés aux lasers de piégeage et d'interrogation et évaluons l'impact de leur dépendance éventuelle à la distance au miroir.

Laser IR Le laser IR est le laser avec le plus fort potentiel dipolaire ($U_{\text{IR}} = h \times 29 \text{ kHz}$), et le plus focalisé ($w_0 = 190 \mu\text{m}$), ce qui génère un gradient longitudinal de force dipolaire, auquel nous pourrions être sensible malgré la mesure différentielle. Dans le pire des cas où les atomes sont placés en son col, la différence de force longitudinale exercée entre les points z et $z + \delta z$ vaut

$$F_{\text{IR}}(z + \delta z) - F_{\text{IR}}(z) \approx \frac{\partial F_{\text{IR}}}{\partial z} \delta z \quad (\text{v.9})$$

$$\approx 2 \frac{\delta z}{z_0^2} U_{\text{IR}}(\mathbf{r}, z) \quad (\text{v.10})$$

avec $z_0 = 10 \text{ cm}$ la longueur de Rayleigh du laser. La différence sur la fréquence de Bloch entre deux positions distantes de $400 \mu\text{m}$ est dans ce pire des cas de $0,6 \text{ mHz}$, deux fois plus faible que la meilleure sensibilité atteinte. Le gradient de force dû au caractère gaussien des faisceaux est donc négligeable avec notre sensibilité actuelle.

Cependant, comme nous l'avons vu en IV.1.4, la lumière du faisceau IR est légèrement diffusée par la rugosité de surface du miroir interne, ce qui génère des tavelures sur le potentiel de piégeage et des inhomogénéités de force. Ce phénomène pourrait également perturber la valeur du potentiel moyen exercé sur les atomes, et ainsi ajouter une force dépendant de la distance au miroir supplémentaire à celle de la forme purement gaussienne du faisceau.

En utilisant le même code de simulation qu'en IV.1.4, j'ai estimé la dépendance de la fréquence de Bloch moyenne à la distance au miroir. Comme on le constate figure v.8, selon le profil exact de rugosité considéré, les tavelures peuvent ajouter au voisinage du miroir un biais sur la fréquence de Bloch moyenne d'au maximum $5 \times 10^{-4} \text{ Hz}$ mais qui dépend peu de la distance au miroir. Au seuil de sensibilité où nous sommes, nous n'avons donc pas à nous préoccuper de cet effet.

J'ai réalisé des mesures différentielles en utilisant deux puissances IR différentes pour confirmer expérimentalement l'absence d'effet détectable sur la force dépendant de la distance au miroir. Deux séries de mesures ont été prises, l'une en octobre 2022, la deuxième en mai 2023. Le résultat des mesures est présenté figure v.9. Les mesures loin de la surface montrent la présence d'une force parasite qui varie peu avec la distance, d'environ $5 \times 10^{-29} \text{ N}$ pour la série 2, ce qui correspond à un waist du faisceau IR placé

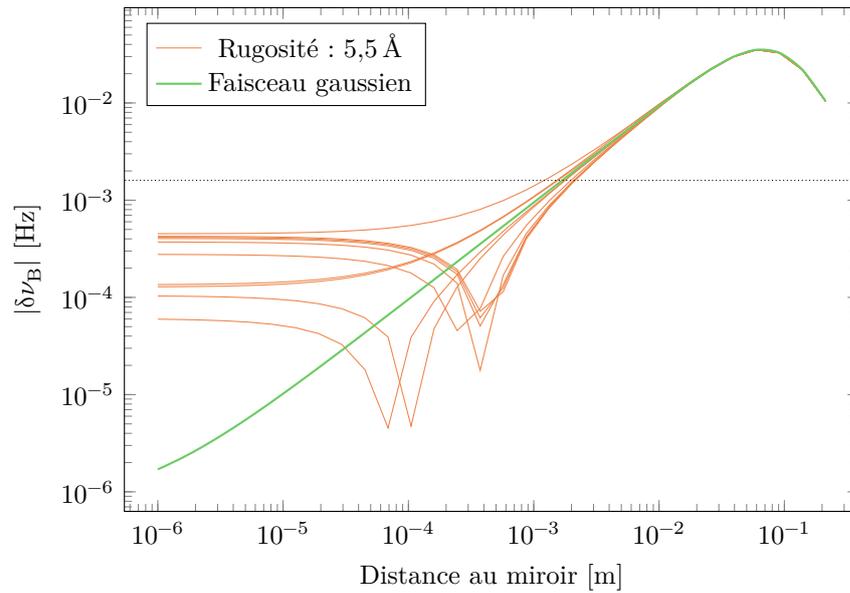


FIGURE V.8 – Simulation de la valeur absolue de la force moyenne générée par la diffusion d'un faisceau gaussien par une rugosité de surface du miroir de moyenne quadratique 5,5 Å. Chaque ligne orange représente la force dipolaire moyenne calculée pour un tirage aléatoire donné de profil de rugosité (en conservant toujours la même densité spectrale de bruit de rugosité). En vert est représentée la force dipolaire créée par la forme d'un faisceau gaussien idéal. La ligne en pointillés représente la meilleure sensibilité atteinte de l'expérience. Les paramètres de simulation sont les mêmes que pour la figure IV.8, avec waist incident de 190 μm au niveau du miroir et une puissance de 0,5 W.

approximativement à 1 cm en dessous des atomes. Les mesures plus proches de la surface sont quant à elles moins stables, en particulier pour la série 2², mais aucune dépendance de la force dipolaire de l'IR à la distance au miroir n'est clairement résolue.

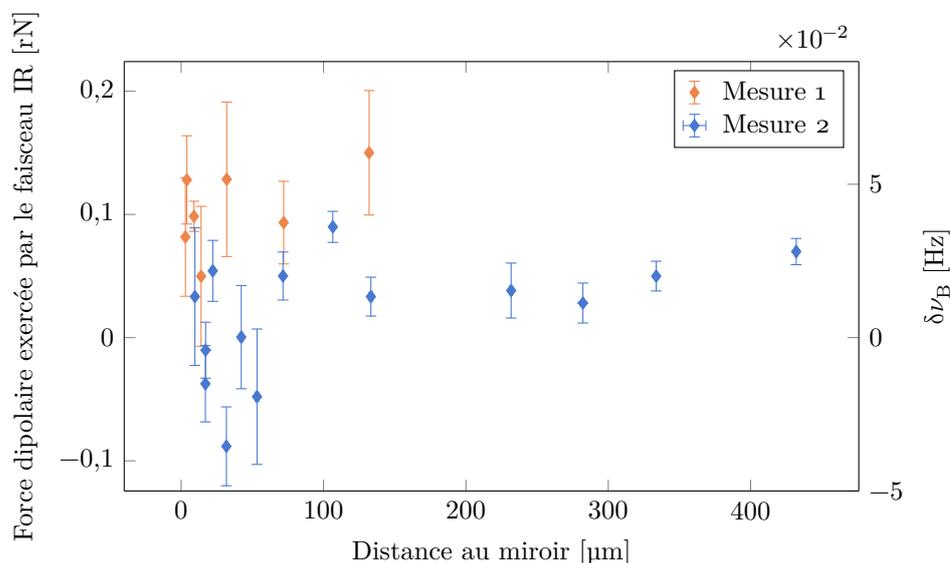


FIGURE V.9 – Effet du laser IR sur les mesures de forces au voisinage du miroir. La force parasite est évaluée pour une puissance usuelle de 0,54 W à partir de la différence de force entre des mesures à deux puissances IR différentes, à 0,54 W et 1,0 W. La série de mesure 1 a été réalisée en octobre 2022, la série 2 en mai 2023, après l'illumination UV.

Laser Verdi Le laser Verdi étant moins intense que l'IR ($U_V = h \times 15 \text{ kHz}$) et avec un plus gros waist ($w_V = 570 \mu\text{m}$), son effet attendu est un millier de fois plus faible que celui de l'IR et est totalement négligeable.

Lasers Raman Les lasers Raman pourraient avoir un effet, soit par la force dipolaire, soit par le déplacement lumineux à deux photons, proportionnel à l'intensité lumineuse des faisceaux Raman (éq. (II.37)). L'impact éventuel des faisceaux Raman sur la mesure de force a été étudié expérimentalement (fig. V.10). Aucun effet résolu de leur intensité n'a été observé, et encore moins une dépendance à la distance.

Au niveau de résolution que nous avons, les différents lasers de piégeage et de mesure n'ont donc au final pas de dépendance à la distance clairement perceptible, et ne biaisent pas au niveau actuel de sensibilité nos mesures de force différentielles.

Rayonnement du corps noir

2. Il faut noter que ces mesures ont été réalisées après l'illumination par de l'UV présentée plus tard en VI.3 et VI.4, à partir de laquelle les mesures de force sont notablement instables.

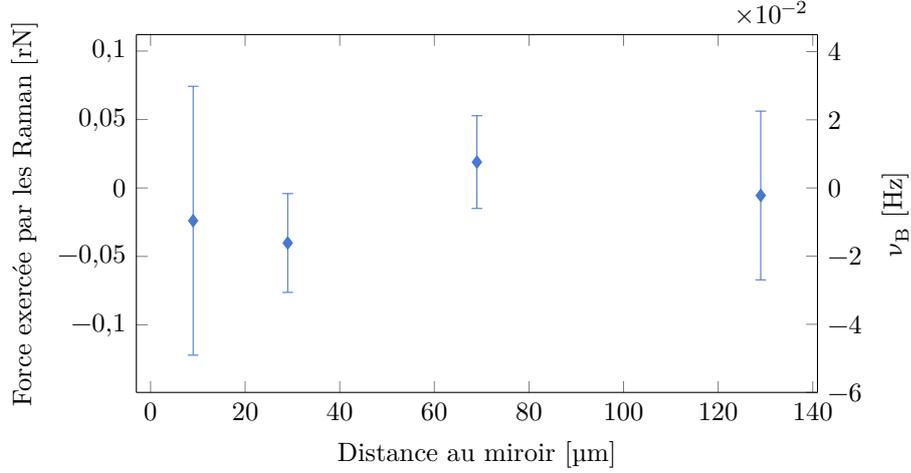


FIGURE V.10 – Impact de la puissance des lasers Raman sur les mesures de force au voisinage du miroir. La force parasite est évaluée à partir de la différence de force entre des mesures à deux puissances Raman différentes, respectivement telles que $\Omega_{\Delta m} = 2\pi \times 40$ Hz et $\Omega_{\Delta m} = 2\pi \times 20$ Hz.

De la même façon qu’une onde laser, le rayonnement du corps noir génère une force dipolaire. Pour un rayonnement de corps noir parfait et isotropique émanant d’une source à la température T , ce potentiel vaut [Has18]

$$\Delta U_{\text{BBR}} = -2 \frac{\alpha_0 \sigma T^4}{c \varepsilon_0} \quad (\text{V.11})$$

où σ est la constante de Stefan-Boltzmann.

Dans notre cas d’un miroir de rayon $R = 6,4$ mm, que l’on suppose ici à une température uniforme T_m , placé dans la chambre à vide de température uniforme T_0 , ce potentiel vaut à la distance z_0 du miroir

$$\Delta U_{\text{BBR}}(z) = -\frac{\alpha_0 \sigma}{c \varepsilon_0} \left(T_0^4 + T_m^4 + (T_0^4 - T_m^4) \frac{z_0}{\sqrt{R^2 + z_0^2}} \right). \quad (\text{V.12})$$

Ce potentiel génère une force associée

$$F_{\text{BBR}}(z) = \frac{\alpha \sigma}{c \varepsilon_0} \frac{R^2}{(R^2 + z_0^2)^{3/2}} (T_0^4 - T_m^4) \quad (\text{V.13})$$

Si la température du dispositif expérimental n’est pas uniforme, le rayonnement du corps noir peut donc générer une force attractive en direction des zones les plus chaudes. Cette force a déjà été observée sur un interféromètre en chute libre [Has18], et l’on peut se demander si la proximité d’une surface potentiellement chauffée par les lasers qui la traversent peut nous rendre suffisamment sensibles à cet effet pour qu’il puisse biaiser nos mesures.

Comme on le peut constater figure V.11 en utilisant le modèle simple (V.13), la force du rayonnement du corps noir est totalement négligeable dans le cas où l’on considère

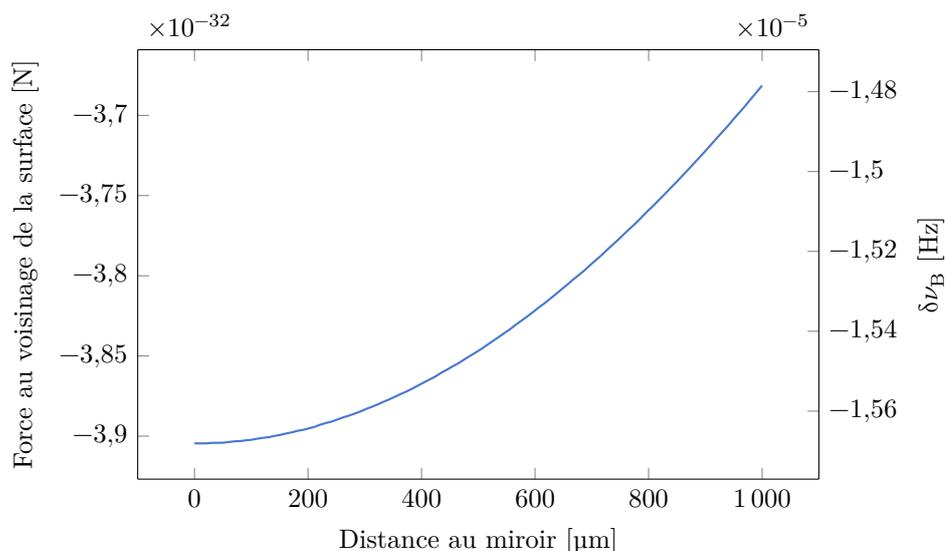


FIGURE V.11 – Force générée par le rayonnement du corps noir, pour un miroir modélisé par un disque de rayon 5 mm à 315 K dans un environnement uniforme à 300 K

que le miroir est uniformément chaud. En revanche, si l'on considère un point chaud de seulement $50\mu\text{m}$ de rayon à une température de 310 K dans un environnement à 300 K, la force pourrait atteindre quelques 10^{-30} N tout en évoluant sur une centaine de micromètres.

Dans notre cas d'usage d'un miroir avec une température mesurée au niveau de son support de 43°C , nous sommes donc insensibles au rayonnement du corps noir, mais une variante de l'expérience spécialement conçue pour, avec une surface absorbante et avec une faible diffusion thermique, chauffée par un laser focalisé, pourrait être sensible à cet effet.

V.2.3 Force au voisinage du miroir

J'ai effectué trois premières séries de mesures réalisées avec le protocole présenté précédemment durant une période allant d'août à octobre 2022 où l'expérience a fonctionné quasiment en permanence : deux mesures non différentielles en position, et une mesure différentielle avec un suivi régulier de la distance au miroir. Les résultats de ces mesures sont présentés figure V.12. Une autre série de mesures différentielles a été réalisée en février 2023, après plusieurs périodes d'interruption de l'expérience. Chaque série de mesures a été prise sur un intervalle d'une semaine environ.

On constate immédiatement sur la figure V.12 que la force mesurée diffère significativement de la force de Casimir-Polder attendue, qui est représentée en tirets violets. Là où cette dernière devrait être totalement imperceptible au-delà des $20\mu\text{m}$ de distance au miroir, on observe une force d'une portée d'une centaine de micromètres. Au contact du miroir, la force totale observée est environ le double de celle attendue compte tenu des prédictions théoriques des interactions de Casimir-Polder (sec. II.3.2).

Comme on le constate figure V.12, les trois premières séries de mesures, réalisées sans interruption de l'expérience, montrent une certaine stabilité de la force à courte distance,

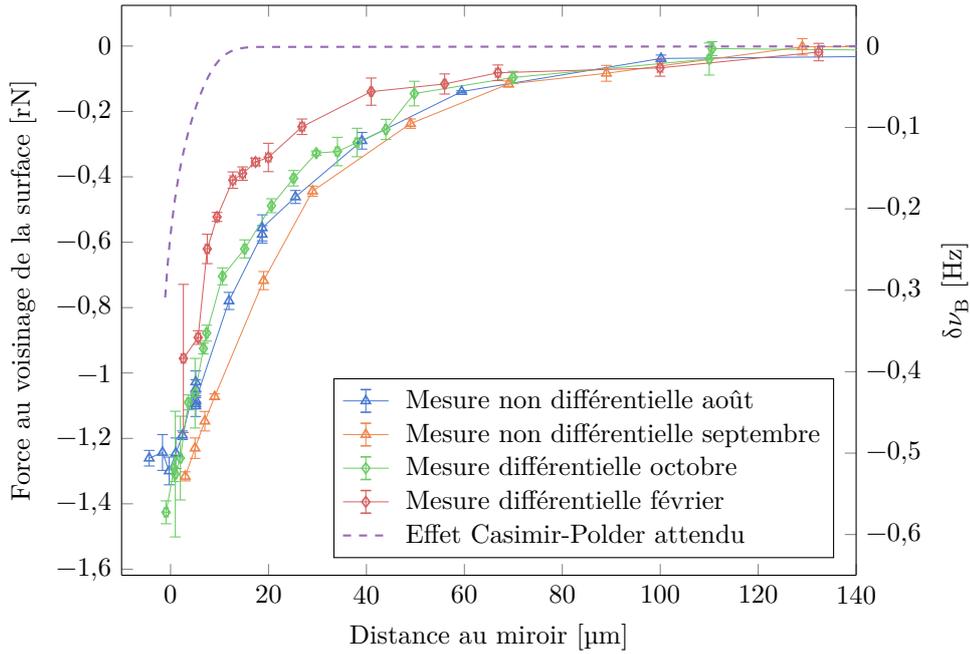


FIGURE V.12 – Mesures de force au voisinage du miroir.

même si les mesures d'octobre (en vert) sont presque systématiquement au-dessus des premières mesures effectuées en août (en bleu) et en septembre (en orange). Cependant, on observe une évolution de la force et une instabilité des mesures lors d'une autre série de mesure, réalisée au mois de novembre 2022, après l'interruption de l'expérience pendant près d'un mois (fig. V.13). À la reprise des mesures, la force est de deux fois plus faible que lors de la série précédente d'octobre, mais sur une durée de quelques jours, l'amplitude de la force augmente jusqu'à se stabiliser au voisinage du niveau précédent.

Nous sommes donc en présence d'une force supplémentaire parasite, qui avait atteint un régime permanent lors des mesures continues entre août et octobre. Son intensité avait diminué avec l'extinction de l'expérience, avant d'augmenter vers un nouvel état stationnaire avec la reprise des mesures. Les toutes premières mesures montrent un accroissement assez rapide de cette force parasite, d'environ 1,2%/min pendant les mesures de force. Les mesures réalisées quelques jours plus tard à la fin de la série montrent quant à elles un comportement plus stable, sans variations discernables de la fréquence de Bloch sur les quelques heures de mesures.

La présence d'une telle force parasite n'est pas vraiment une surprise. Les expériences réalisées précédemment dans le groupe de Cornell [McGo4; OWC07], avec des atomes de rubidium au voisinage d'une surface diélectrique ou métallique, avaient déjà mis en évidence la présence de forces parasites d'origine électrostatique, liées au gradient de champ électrique créé par le dépôt d'atomes de rubidium adsorbés sur la surface. Dans la section suivante, je présenterai l'origine de cette force électrostatique, et une modélisation possible de cette force pour expliquer les observations.

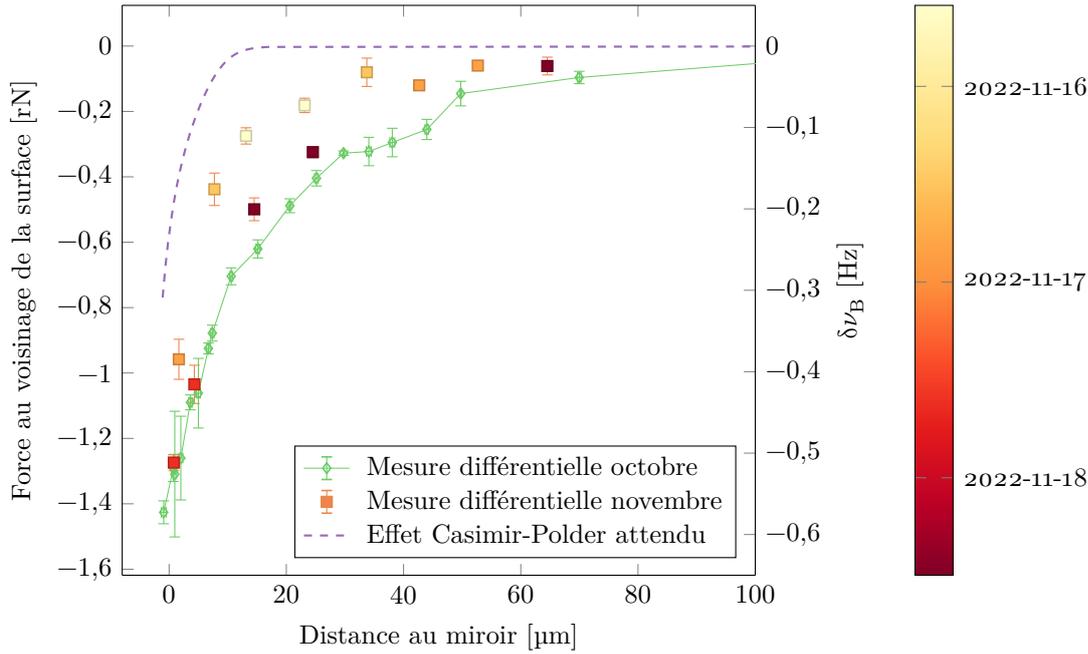


FIGURE V.13 – Mesures de force au voisinage du miroir, après un mois d’arrêt de l’expérience. Les mesures réalisées préalablement à l’interruption sont représentées en vert ; la couleur des mesures effectuées à la reprise (marqueur carré) indique la date de la mesure. On constate que la force augmente avec le temps.

v.3 Forces électrostatiques

v.3.1 Forces électrostatiques et atomes adsorbés

Comme nous l’avons vu équation (1.4), un champ électrique crée un potentiel sur les atomes. Nous n’avions considéré jusqu’ici que l’effet de champs électriques oscillants, mais de la même façon un champ électrostatique produit par effet Stark un potentiel

$$U_E(\mathbf{r}) = \frac{\alpha_0}{2} |\mathbf{E}(\mathbf{r})|^2 \quad (\text{V.14})$$

en notant α_0 la polarisabilité statique de l’atome considéré.

Un champ électrique uniforme n’a pas d’impact sur notre mesure de force, mais en présence d’un gradient de champ électrique, les atomes ressentent une force additionnelle :

$$\mathbf{F}_E(\mathbf{r}) = -\nabla U_E(\mathbf{r}). \quad (\text{V.15})$$

Avec notre capteur, nous ne sommes sensibles qu’à la composante verticale de cette force

$$F_E(\mathbf{r}) = -\alpha_0 \left(E_x(\mathbf{r}) \frac{\partial E_x}{\partial z} + E_y(\mathbf{r}) \frac{\partial E_y}{\partial z} + E_z(\mathbf{r}) \frac{\partial E_z}{\partial z} \right). \quad (\text{V.16})$$

Dans notre expérience, notre miroir est neutre, et nous ne devrions pas avoir de champs électriques résiduels. Mais lorsque des atomes de rubidium sont adsorbés sur une

surface, ils acquièrent un moment dipolaire μ et génèrent un champ électrique parasite \mathbf{E}_{dip} .

Ce phénomène a déjà perturbé les premières études des interactions de Casimir-Polder par le groupe de Cornell [McGo4; OWC07]. Plus récemment, ce problème est revenu sur le devant de la scène avec les expériences d'atomes de Rydberg, très sensibles aux champs électriques, refroidis sur puce atomique, et donc piégés au voisinage d'une surface [Tau10; Hat12; Cha14; Sed16; Dav18].

Dans notre cas, la pollution du miroir par l'adsorption d'atomes est inévitable. Même si la mise en place du miroir dans une deuxième chambre à vide, distante de celle où est effectué le refroidissement des lasers, limite fortement le flux de rubidium au voisinage de la surface, une partie des atomes transportés dans l'ascenseur de Bloch ne sont pas ralentis lors de la phase de décélération et un nuage de plusieurs dizaines de milliers d'atomes est lancé sur la surface à chaque cycle de mesure.

La physico-chimie des processus d'adsorption des alcalins sur une surface est un phénomène complexe [McGo4]. Dans le cas d'un atome et d'une surface métallique, il se crée une liaison à caractère partiellement ionique avec un transfert de charge entre l'atome et la surface. L'atome partiellement chargé et son image négative dans le substrat créé un moment dipolaire d'une valeur typiquement d'une dizaine de Debye. Pour un atome et un isolant tel que la silice, matériau qui constitue la couche externe de notre miroir interne, la liaison s'effectue à priori sans transfert de charge et est de type liaison de van der Waals. La présence de la surface suffit cependant à perturber les orbitales électroniques et à générer un dipôle électrique de plus faible amplitude, estimé à 3,2D dans [OWC07].

Les atomes adsorbés vont progressivement se désorber ou diffuser sur la surface, diminuant alors l'amplitude des champs électriques produits. La vitesse de ce processus dépend exponentiellement de la température du substrat [OWC07]. À température ambiante, la durée caractéristique de ce processus a été mesurée approximativement à 6×10^5 s, soit environ une semaine.

Le phénomène d'affaiblissement de la force parasite lors de l'extinction de l'expérience (illustré fig. V.13) s'explique simplement par ce processus de désorption ou de diffusion des atomes. En revanche, quand l'expérience fonctionne en continu, nous finissons par atteindre un état d'équilibre entre le lancer sur la surface de nouveaux atomes et leur désorption et la force atteint une valeur stationnaire.

V.3.2 Modélisation

En l'absence de mesures directes des champs électriques parasites, nous allons dans un premier temps essayer d'établir un modèle de distribution d'atomes adsorbés qui permette d'expliquer nos mesures de force.

On modélise la distribution de moments dipolaires engendrés par les atomes adsorbés sur le miroir par une distribution gaussienne de largeur σ_μ de N moments μ orthogonaux à la surface. Puisque le dépôt d'atomes est dû à des atomes lancés par l'ascenseur de Bloch, on peut considérer que la distribution de moments possède un axe de symétrie identique à celui du nuage atomique utilisé pour la mesure (fig. V.14).

Le champ électrique produit par une telle distribution se calcule assez simplement

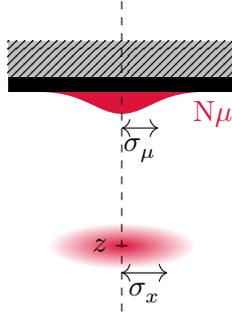


FIGURE V.14 – Schéma de la modélisation de la distribution de moments dipolaires

sur l'axe de symétrie $r = 0$ et vaut

$$E_z(z, r = 0) = N\mu \frac{\sqrt{2\pi} (z^2 + \sigma_\mu^2) \operatorname{erfcx}\left(\frac{z}{\sqrt{2}\sigma_\mu}\right) - 2z\sigma}{8\pi\epsilon_0\sigma_\mu^5} \quad (\text{V.17})$$

où $\operatorname{erfcx} : x \mapsto e^{x^2}(1 - \operatorname{erf} x)$. On en déduit alors l'expression de la force électrostatique exercée sur les atomes sur l'axe de symétrie.

$$F_E(z) = -\alpha_0 E_z(z, r = 0) \frac{dE_z}{dz}. \quad (\text{V.18})$$

Plutôt que de ne considérer la force électrostatique que sur l'axe de symétrie du système, on peut également prendre en compte l'étalement horizontal du nuage, modélisé par une fonction gaussienne de densité atomique $n_{\text{at}}(r)$ de taille σ_x . L'expression de la force verticale moyenne n'est alors plus analytique et nécessite de calculer numériquement l'intégrale

$$F_E(z) = -\alpha_0 \int_0^{+\infty} 2\pi r n_{\text{at}}(r) \left(E_z(z, r) \frac{dE_z}{dz} + E_x(z, r) \frac{dE_x}{dz} \right) dr \quad (\text{V.19})$$

avec le champ électrique au point (z, r) égal à

$$\mathbf{E}(z, r) = \iint \frac{N}{2\pi\sigma_\mu^2} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2\sigma_\mu^2}\right) \mathbf{E}_{\text{dip}}(x - r, y, z) dx dy \quad (\text{V.20})$$

$$(\text{V.21})$$

en notant \mathbf{E}_{dip} le champ généré par un dipôle électrostatique vertical.

Pour le calcul numérique du champ, cette intégrale peut partiellement se simplifier pour sa composante verticale en l'expression

$$E_z(z, r) = \int dx \frac{N\mu}{16\pi^2\epsilon_0\sigma_\mu^6} e^{-\frac{x^2}{2\sigma_\mu^2}} \left((z^2 + \sigma_\mu^2) \operatorname{K}_0^e\left(\frac{(x-r)^2 + z^2}{4\sigma_\mu^2}\right) - \frac{z^4 - z^2\sigma_\mu^2 + (x-r)^2(z^2 + \sigma_\mu^2)}{(x-r)^2 + z^2} \operatorname{K}_1^e\left(\frac{(x-r)^2 + z^2}{4\sigma_\mu^2}\right) \right) \quad (\text{V.22})$$

en notant $K_v^e : x \mapsto e^x K_v(x)$ avec K_v les fonctions de Bessel modifiées de la seconde espèce d'ordre v . La composante horizontale du champ $E_x(z, r)$ peut se calculer de la même façon :

$$E_x(z, r) = \int dx \frac{N\mu}{16\pi^2 \varepsilon_0 \sigma_\mu^6} e^{-\frac{x^2}{2\sigma_\mu^2}} (x-r)z \left(K_0^e \left(\frac{(x-r)^2 + z^2}{4\sigma_\mu^2} \right) - \frac{(x-r)^2 + z^2 - 2\sigma_\mu^2}{(x-r)^2 + z^2} K_1^e \left(\frac{(x-r)^2 + z^2}{4\sigma_\mu^2} \right) \right). \quad (\text{v.23})$$

On peut alors calculer le champ électrique généré par notre distribution gaussienne de moments dipolaires (fig. v.15) et ainsi la force moyenne exercée par les atomes.

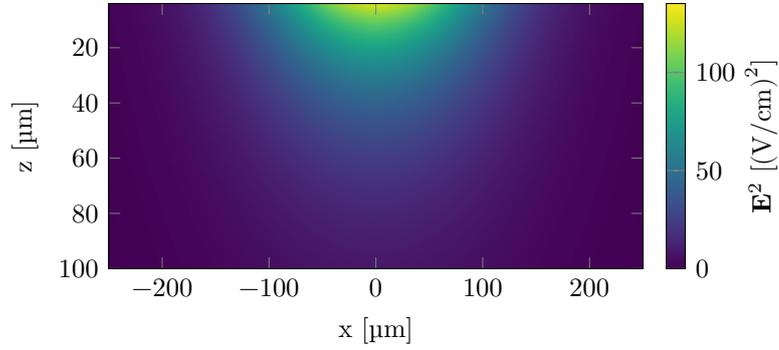


FIGURE V.15 – Norme quadratique du champ électrique produit par une distribution gaussienne de N moments dipolaires répartis à la surface du miroir sur une taille σ_μ . Calcul effectué pour $N\mu = 10^9 \times 3,2 \text{ D}$ et $\sigma_\mu = 100 \mu\text{m}$.

v.3.3 Ajustement du modèle sur les mesures

On obtient de cette façon un modèle de force avec comme paramètres inconnus la taille de la distribution de moments σ_μ et la quantité de moments dipolaires totale $N\mu$.

Ces paramètres peuvent être estimés en réalisant un ajustement de cette force modèle sur nos mesures de force. Pour ne pas prendre en compte les interactions de Casimir-Polder dans l'ajustement, on effectue celui-ci seulement sur la plage $z_0 > 20 \mu\text{m}$, là où la force de Casimir-Polder est négligeable. En utilisant le jeu de mesures le plus complet, celui d'octobre sur la figure v.12, on obtient par une méthode des moindres carrés l'ajustement présenté figure v.16.

Pour une taille horizontale de nuage de $\sigma_x = 50 \mu\text{m}$, l'ajustement donne les paramètres suivant $\sigma_\mu = 84(9) \mu\text{m}$ et $N = 2,0(6) \times 10^{10}$ atomes en prenant $\mu = 3,2 \text{ D}$. Ces quantités sont cohérentes compte tenu du lancement continu de plusieurs dizaines de milliers d'atomes sur la surface pendant plusieurs mois. La plus large distribution des moments σ_μ que la taille horizontale du nuage σ_x peut s'expliquer par la diffusion progressive des atomes adsorbés sur la surface du miroir.

Si l'on considère uniquement la force électrostatique sur l'axe central en utilisant l'expression du champ électrique (v.17), la force ajustée est exactement de la même

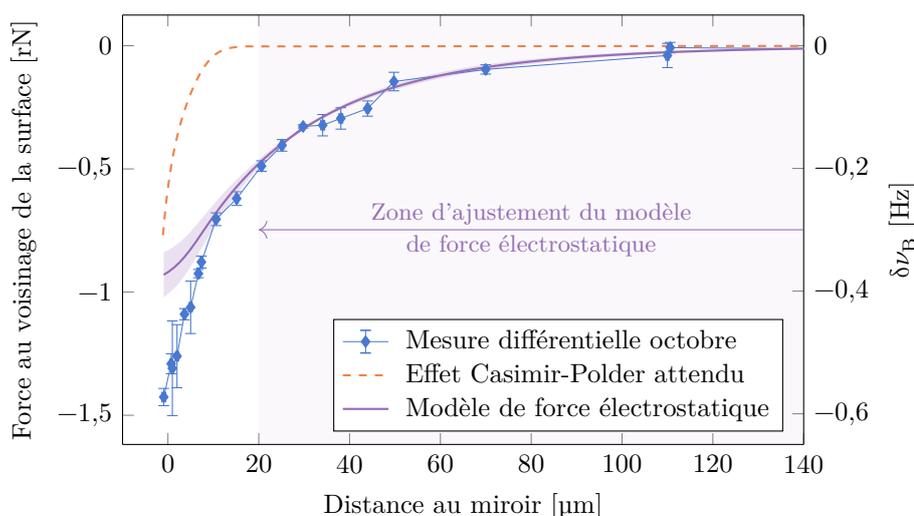


FIGURE V.16 – Ajustement du modèle de force électrostatique sur les mesures de force réalisées à plus de $20 \mu\text{m}$ du miroir

forme, avec comme paramètres $\sigma_\mu = 90(9) \mu\text{m}$ et $N = 2,0(6) \times 10^{10}$ et un temps de calcul beaucoup plus rapide.

Le champ électrique attendu dans le cadre de ce modèle ajusté est illustré figure V.17. Ce champ électrique prédit par notre modèle est d’une intensité comparable aux champs mesurés sur d’autres expériences également produits par des atomes adsorbés sur une surface. Par exemple :

- à $80 \mu\text{m}$ de distance de la surface, nous devrions avoir un champ de $9,5 \text{ V/cm}$ là où [Hat12] a mesuré un champ de 6 V/cm dans un régime qui n’était pas encore saturé ;
- à $10 \mu\text{m}$ de miroir, notre champ électrique est estimé à 27 V/cm , contre 19 V/cm estimé dans [OWC07] ;
- la même expérience a mesuré des gradients de champs de plus de $1,6 \times 10^8 \text{ V/m}^2$ dans un régime non saturé, contre $5 \times 10^7 \text{ V/m}^2$ dans notre cas, mais pour des atomes de rubidium adsorbés sur une surface d’yttrium, avec un moment dipolaire associé dix fois plus important que du rubidium sur de la silice.

Notre modèle de distribution gaussienne de moments dipolaires est donc cohérent avec ces autres mesures.

V.3.4 Mise en évidence de l’effet Casimir-Polder

Ce modèle électrostatique a été ajusté uniquement sur la plage $z_0 > 20 \mu\text{m}$ où la force de Casimir-Polder est négligeable, mais on peut également s’intéresser à son extrapolation à des distances plus proches du miroir.

En soustrayant la force électrostatique prédite par notre modèle électrostatique aux mesures de force, on obtient les points violets figure V.18. L’incertitude associée est surtout limitée par l’incertitude sur l’ajustement.

On constate un bon accord entre la force de Casimir-Polder attendue et les mesures de force corrigées, ce qui constitue un résultat remarquable. En effet, bien que nous ne soyons

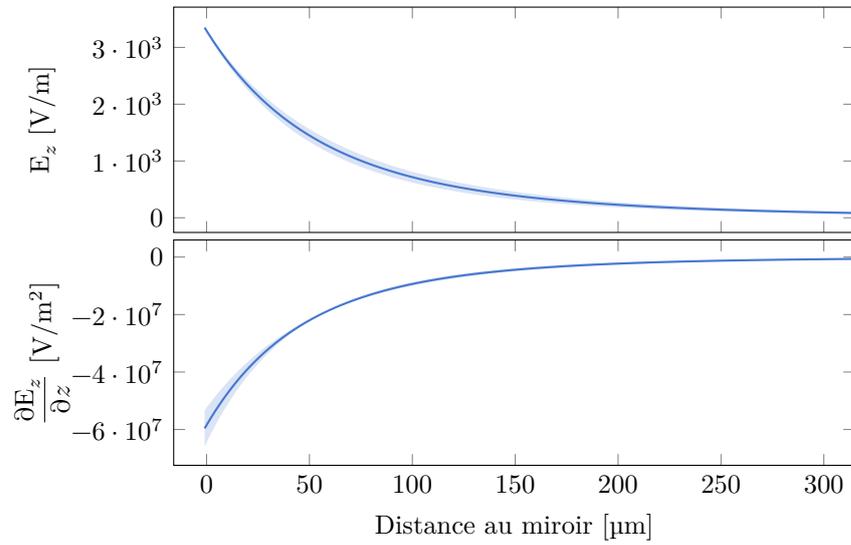


FIGURE V.17 – Champ électrique et son gradient prédits par le modèle de distribution gaussienne de moments ajusté sur les mesures de force.

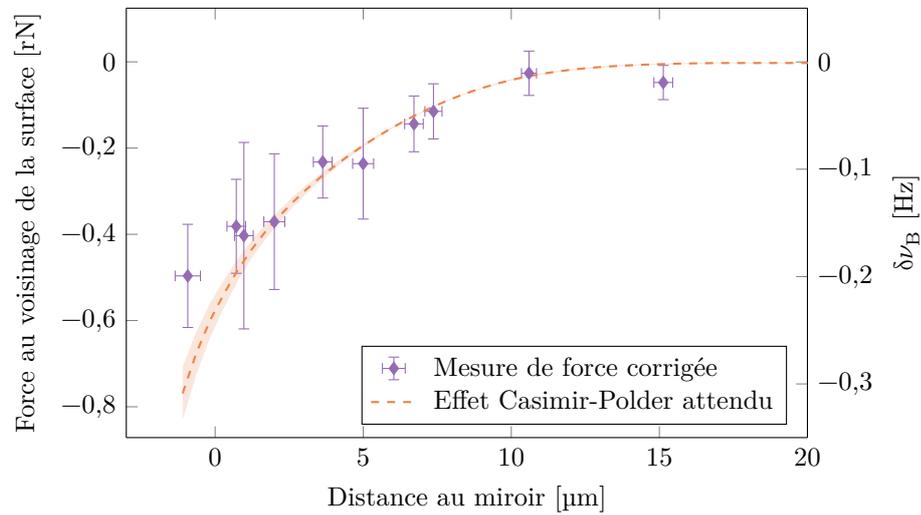


FIGURE V.18 – Corrections des mesures des forces par le modèle de force électrostatique. Les incertitudes sur les mesures de force prennent en compte l'incertitude du modèle issue de l'ajustement. La zone d'incertitude sur l'effet Casimir est liée à l'incertitude sur l'épaisseur du nuage.

pas encore capable de réaliser une mesure métrologique de la force de Casimir-Polder, à cause du fort effet de moyennage de la fréquence de Bloch à l'échelle du nuage et de la présence de la force électrostatique qui n'est ici que modélisée, il s'agit de la première mise en évidence directe de la force de Casimir-Polder en tant que force (plutôt que gradient de force) à des distances de quelques micromètres, et en particulier entre 3 et 5 μm dans le régime de transition entre le régime de Casimir-Polder et le régime de Lifshitz (sec. 1.2).

V.4 Transitions uniques

La force parasite électrostatique, de même amplitude que les effets attendus des interactions de Casimir-Polder, nous limite pour mettre en évidence ces interactions. Une solution de contournement serait de parvenir à mesurer les fréquences de transitions uniques, c'est-à-dire des transitions individuelles entre états de Wannier-Stark uniques. Comme nous l'avons vu en II.3.2, la force de Casimir-Polder a un effet beaucoup plus important sur la fréquence de Bloch des transitions uniques pour les puits les plus proches du miroir que celle que l'on obtient en moyennant sur l'ensemble des puits occupés par le nuage atomique de 3,5 μm d'épaisseur.

Comme on peut le constater figure V.19, pour les puits les plus proches du miroir, le décalage en fréquence de Bloch lié aux forces de Casimir-Polder domine largement le décalage dû aux forces électrostatiques. Mesurer l'énergie de ces transitions uniques permettrait donc de mesurer directement les forces de Casimir-Polder à une distance micrométrique du miroir, un régime de distance où l'impact des forces électrostatiques pourrait être négligé.

Pour observer ces transitions entre puits uniques, il est nécessaire de réussir à lever la dégénérescence de l'échelle de Wannier-Stark pour ne sélectionner que les atomes dans un puits m donné. Pour lever cette dégénérescence, plusieurs techniques ont été imaginées, soit en superposant un deuxième réseau optique pour créer un super-réseau [Per09], soit en utilisant l'effet Zeeman dans un champ magnétique inhomogène [Scho4]. Malheureusement, elles n'ont pas encore été mises en place avec succès sur l'expérience [Ala18a], mais à proximité du miroir, nous avons immédiatement un effet capable de lever la dégénérescence de l'échelle de Wannier-Stark : les interactions de Casimir-Polder elles-mêmes.

Ainsi, en réalisant une mesure spectroscopique de la fréquence de la fréquence de Bloch, nous devrions pouvoir résoudre les pics de spectroscopie de chaque transition unique lorsqu'elles sont séparées de plus que la largeur d'un pic (fig. V.20).

La sensibilité de notre dispositif expérimental limite notre capacité à réaliser cette mesure. Pour un nuage de taille $\sigma_z = 3,5 \mu\text{m}$, au maximum seuls 3% des atomes peuplent le puits au centre du nuage, soit dans notre cas typiquement une vingtaine d'atomes, un niveau équivalent au bruit d'imagerie des atomes (sec. IV.2.1). Avec un rapport signal à bruit de 1, la mise en évidence des pics de probabilité de transition de puits uniques nécessite de nombreuses mesures à moyennner.

Le résultat de mesures spectroscopiques de la transition $\Delta m = -6$ d'un nuage atomique au contact du miroir, moyennées sur une demi-journée, est présenté figure V.20. L'intensité des faisceaux Raman a été choisie telle que la durée d'une impulsion π loin du miroir soit de 130 ms, ce qui devrait permettre d'observer des pics secondaires

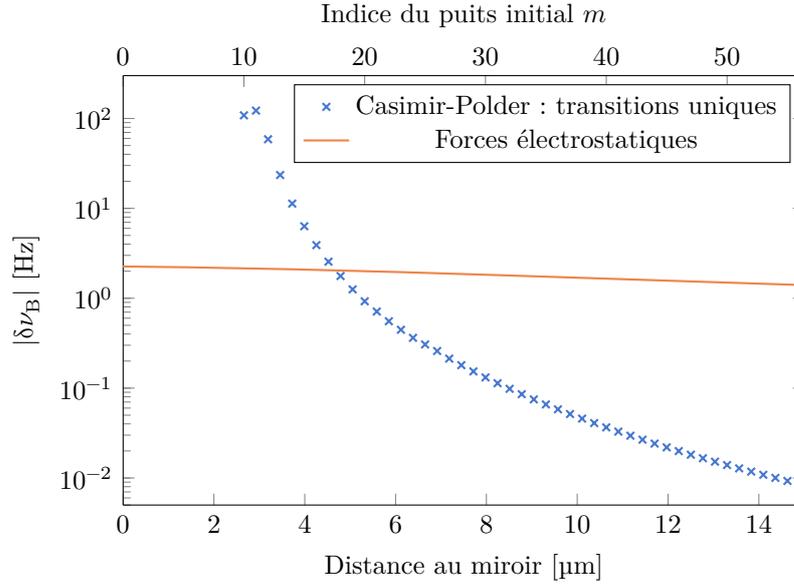


FIGURE V.19 – Décalage de la fréquence de Bloch attendu sous l’effet des interactions de Casimir-Polder pour des transitions entre puits uniques et sous l’effet des forces électrostatiques parasites (modélisées à la section précédente), pour une transition $\Delta m = -6$.

décalés de plus de 7 Hz du pic principal (position du premier zéro du sinus cardinal). En comparaison, la même mesure mais pour des atomes plus distants, situés à $30\ \mu\text{m}$ du miroir, est également représentée. Le contraste plus faible du pic principal pour les atomes au contact du miroir peut s’expliquer par le fait que seuls les atomes initialement situés dans les puits $m \gtrsim 16$ contribuent à ce pic. Les atomes placés dans les puits $m \leq 7$ ne contribuent pas puisqu’ils ne peuvent effectuer de transitions $\Delta m = -6$, tandis que les atomes placés dans les puits $7 \leq m \leq 15$ devraient réaliser de petits pics de probabilité de transition, distants du pic principal (courbe verte fig. V.20).

En dépit d’un long moyennage, nous n’avons pas réussi à résoudre ces pics satellites. La présence de bandes latérales résiduelles, liées à un défaut d’alignement du laser IR (sec. III.4.1), rend difficile l’observation des transitions $13 \leftrightarrow 7$ et $14 \leftrightarrow 8$, pour lesquelles les décalages attendus de 24 et 11 Hz sont proches de celui de ces bandes latérales. Mais nous espérons tout de même observer le pic de la transition $12 \leftrightarrow 6$, à la fréquence $\nu_r - \nu_{\text{HFS}} = 3351\ \text{Hz}$ suffisamment loin des bandes latérales. L’absence de transitions satellites visibles est peut-être due à des inhomogénéités de force qui réduisent leur amplitude et les pics seraient alors camouflés dans le bruit de mesure. Il demeure également la possibilité que l’énergie des transitions ne soit en réalité pas celle attendue, par exemple à cause de la profondeur de réseau optique plus faible que celle pour laquelle le calcul de l’énergie de transition avait été effectué.

Nous avons réussi à mettre en évidence les interactions de Casimir-Polder, même si la présence d’une force parasite due au champ électrostatique généré par des atomes

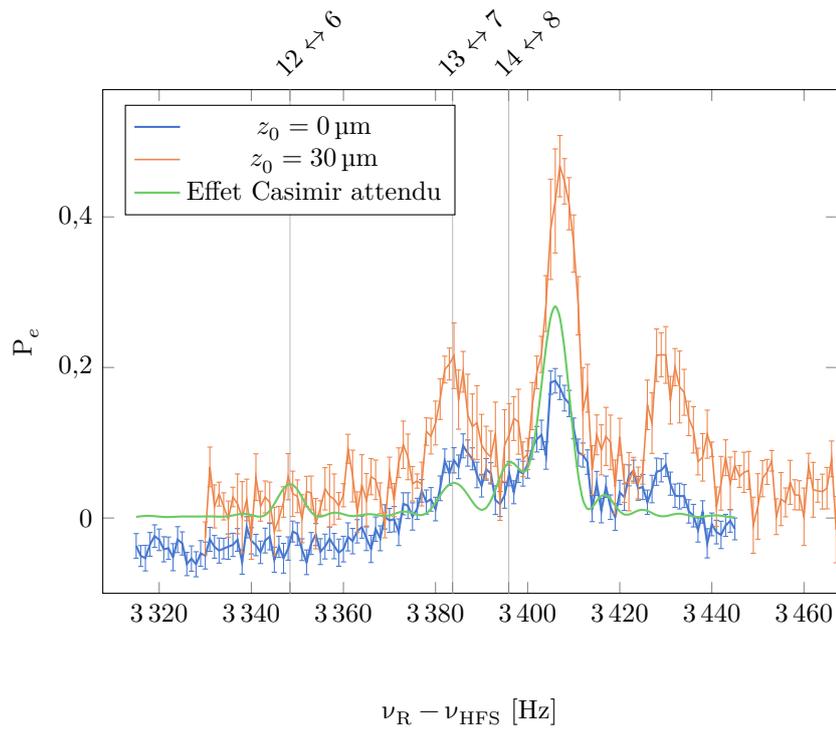


FIGURE V.20 – Spectroscopie Raman de la transition $\Delta m = -6$ au contact du miroir, comparée à celle pour des atomes à $30 \mu\text{m}$ de distance du miroir. Le spectre attendu compte tenu des différentes transitions possibles, perturbées par les interactions de Casimir-Polder (sec. II.3.1), est représenté en vert. Les fréquences de résonance de quelques transitions $m \leftrightarrow m + \Delta m$ sont indiquées. Mesures effectuées pour $\tau_\pi = 130 \text{ ms}$.

de Rubidium adsorbés sur la surface de notre miroir limite l'exactitude des mesures de la force de Casimir-Polder. L'observation de transitions entre puits uniques, qui serait un moyen de réaliser des mesures de la force de Casimir-Polder dans lesquelles cette force parasite serait négligeable, n'a pas été fructueuse.

Pour contourner ce problème de force parasite mal connue, j'ai tenté deux approches, présentées au chapitre suivant : la suppression des atomes de Rubidium adsorbés par l'illumination de lumière UV et la mesure directe des champs électrostatiques pour corriger de leur effet les mesures de force.

Mesures et suppression du champ électrique

Nous avons mis en évidence dans le chapitre précédent la présence d'une force parasite au voisinage du miroir, liée à la présence de champs électrostatiques dus à des atomes de rubidium adsorbés à la surface du miroir. Nous verrons que nous pouvons mettre en évidence et mesurer ce champ électrostatique en appliquant sur les atomes un champ électrique extérieur. Je présenterai ensuite deux tentatives différentes de s'affranchir des effets de cette force parasite, soit en désorbant les atomes de la surface à l'aide d'illumination UV, soit en mesurant séparément cette force électrostatique pour ensuite la supprimer des mesures de force.

VI.1 Protocole de mesure des champs électriques

Comme vu au chapitre précédent, la force parasite liée à la présence d'un champ électrique inhomogène vaut

$$F_E(\mathbf{r}) = -\alpha_0 \left(E_x(\mathbf{r}) \frac{\partial E_x}{\partial z} + E_y(\mathbf{r}) \frac{\partial E_y}{\partial z} + E_z(\mathbf{r}) \frac{\partial E_z}{\partial z} \right). \quad (\text{VI.1})$$

Pour estimer la valeur de cette force parasite, nous allons essayer de mesurer séparément les termes de champ électrique et de son gradient, ce qui nous permettra de reconstruire la force parasite et la soustraire des mesures de force de surface.

VI.1.1 Amplification des effets parasites

Pour mesurer ces deux quantités, nous appliquons un champ électrique externe contrôlé. De cette façon, nous allons amplifier les effets du champ électrique parasite, ce qui nous permettra de les mesurer et de déterminer la valeur du champ électrostatique en l'absence du champ externe.

Gradient de champ électrique

Pour mesurer la valeur du gradient de champ électrique $\frac{\partial E_i}{\partial z}$, nous procédons de manière assez similaire à [OWC07], en appliquant sur les atomes un champ extérieur

\mathbf{E}^{ext} . En pratique, le gradient de ce champ externe sera toujours beaucoup plus faible que celui du champ généré par les atomes adsorbés. La force liée au champ électrique est alors amplifiée par \mathbf{E}^{ext} :

$$F_{\mathbf{E}}(\mathbf{r}) = -\alpha_0 \sum_i (\mathbf{E}_i + \mathbf{E}_i^{\text{ext}}) \frac{\partial \mathbf{E}_i}{\partial z} \quad (\text{VI.2})$$

En mesurant la différence de force $\delta F_{\mathbf{E}}$ avec ou sans un champ extérieur $\mathbf{E}_i^{\text{ext}}$, et connaissant l'amplitude de ce dernier, on peut mesurer le gradient du champ parasite :

$$\frac{\partial \mathbf{E}_i}{\partial z} = -\frac{\delta F_{\mathbf{E}}}{\alpha_0 \mathbf{E}_i^{\text{ext}}} \quad (\text{VI.3})$$

En pratique, nous réalisons des mesures de fréquence de Bloch alternées, avec et sans champ extérieur, pour déterminer par une mesure différentielle le gradient de champ électrique présent.

Champ électrique

Pour déterminer l'amplitude du champ plutôt que son gradient, nous pouvons utiliser le déplacement non linéaire de la fréquence hyperfine par effet Stark (éq. (v.14)). En effet, à cause de la différence de polarisabilité entre les deux états hyperfins du rubidium, la présence d'un champ électrique \mathbf{E} déplace la fréquence hyperfine de la quantité différentielle

$$\delta \nu_{\text{HFS}} = k_s |\mathbf{E}(\mathbf{r})|^2 \quad (\text{VI.4})$$

où $k_s = -1,240(4) \times 10^{-10} \text{ Hz}/(\text{V}/\text{m})^2$ pour du ^{87}Rb [SJS10] est une constante bien étudiée pour son impact lié au rayonnement du corps noir sur l'exactitude des horloges à rubidium.

Le décalage de la fréquence d'horloge lié au champ électrique parasite est trop faible pour que nous puissions le mesurer directement (de l'ordre de $1 \times 10^{-4} \text{ Hz}$), mais nous pouvons l'amplifier par l'ajout d'un champ externe \mathbf{E}^{ext} , de manière semblable à [Lod12]. En notant ν_{HFS}^{\pm} la fréquence hyperfine en présence du champ $\pm \mathbf{E}^{\text{ext}}$, on a

$$\nu_{\text{HFS}}^+ - \nu_{\text{HFS}}^- = 4k_s \mathbf{E} \cdot \mathbf{E}^{\text{ext}} \quad (\text{VI.5})$$

En mesurant également la fréquence hyperfine en l'absence de champ appliqué ν_{HFS}^0 , on peut aussi utiliser les atomes comme sonde pour mesurer directement ce champ externe :

$$\frac{\nu_{\text{HFS}}^+ + \nu_{\text{HFS}}^-}{2} - \nu_{\text{HFS}}^0 = k_s |\mathbf{E}^{\text{ext}}|^2 \quad (\text{VI.6})$$

On peut donc déduire de ces mesures de fréquence d'horloge à la fois le champ externe que l'on applique et la valeur du champ parasite dans la direction du champ appliqué. En faisant varier la direction du champ appliqué, on peut déterminer toutes les composantes du champ parasite.

VI.1.2 Réalisation expérimentale

Électrodes

Pour appliquer de manière contrôlée un champ électrique sur les atomes, nous avons à disposition six électrodes intégrées dans la chambre à vide supérieure (fig. VI.1). Nous avons quatre électrodes linéaires de part et d'autre du support de miroir qui servent à générer des champs électriques verticaux et dans une direction horizontale, et deux électrodes annulaires pour la génération de champs horizontaux dans la dernière direction. En appliquant une différence de tension entre ces électrodes, il est possible de créer des champs électriques d'amplitude et de direction arbitraire.

Un obstacle expérimental a été l'identification des connexions de ces électrodes. Les électrodes 1 à 5 sont reliées dans l'enceinte à vide à un passage électrique étanche, avec un connecteur à 8 broches soudé sur une bride (fig. VI.2). Lors de la mise en place de la chambre à vide, le schéma de connexion des électrodes aux broches extérieures n'a pas été conservé, ou en tout cas n'a jamais été retrouvé.

En utilisant l'électrode 6, branchée individuellement sur un autre passage électrique, comme antenne et en mesurant le couplage radiofréquence entre les différentes électrodes, j'ai pu reconstruire le schéma de connexion, confirmé par la suite avec les mesures de force et de gradient de champ. Cependant, à cause des symétries de la géométrie des électrodes, l'identification des électrodes est définie aux plans de symétrie près. Ainsi, si la direction du champ produit (haut/bas ; gauche/droite) est à priori identifiée, l'orientation du champ (haut ou bas) reste inconnue, et il ne sera pas possible de déterminer le sens du champ électrique parasite.

Circuit haute tension

La sensibilité sur la mesure des champs électriques parasites sera d'autant meilleure que le champ électrique appliqué \mathbf{E}^{ext} sera important, et donc que la différence de tension aux bornes des électrodes sera élevée. Pour pouvoir réaliser des mesures différentielles entrelacées, il est de plus nécessaire de contrôler dynamiquement cette tension pour pouvoir alterner entre les différentes configurations de champ appliqué.

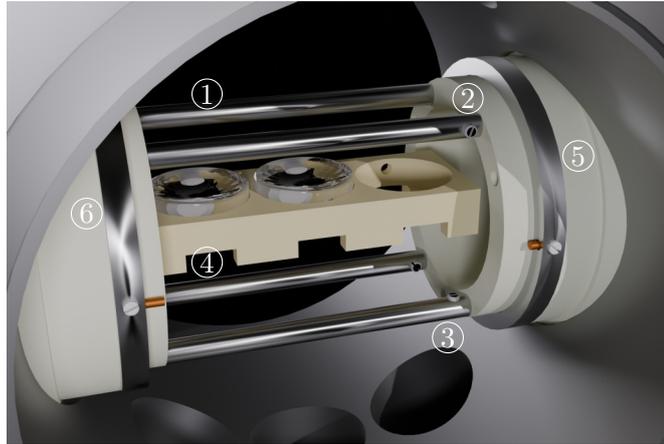
Même avec l'utilisation de très faibles puissances, la manipulation dynamique de haute tension n'est pas évidente. Nous nous sommes heurtés à deux écueils :

- des changements brutaux de tensions sur les électrodes peuvent aléatoirement faire planter les cartes analogiques de contrôle de l'expérience, sûrement à cause de l'apparition de courants induits dans le bâti de l'expérience qui remontent vers l'ordinateur de contrôle ;
- la plupart des alimentations ne permettent pas l'inversion du signe de la tension, ce qui empêche d'inverser la direction du champ électrique.

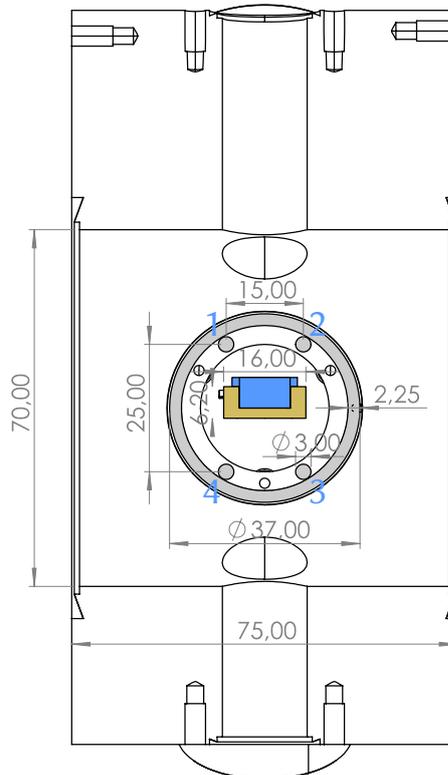
Pour gérer la mise en tension ou non des électrodes, nous avons utilisé un relais électrique, dont la sortie est lissée par un filtre RC de constante de temps 1,5 ms, ce qui a permis d'utiliser des tensions U allant jusqu'à 2,5 kV sans faire planter les cartes de contrôle.

Pour l'inversion de la tension, nous avons abouti à deux systèmes :

- une alimentation haute tension capable d'inverser sur une commande logique la polarité de la tension de sortie ;



(a) Rendu 3D de la chambre à vide supérieure, avec le support céramique des miroirs (en jaune), entouré de six électrodes métalliques.



(b) Vue en coupe de l'enceinte à vide supérieure, avec les électrodes linéaires et une électrode annulaire en arrière-plan (en gris). Le support des miroirs est indiqué en jaune, le miroir en bleu. Les cotes indiquées sont en millimètre.

FIGURE VI.1 – Électrodes dans la chambre à vide supérieure. Les électrodes 1 à 4 sont des électrodes linéaires, les électrodes 5 et 6 des électrodes annulaires. La numérotation des électrodes linéaires n'est déterminée qu'aux plans de symétrie près (horizontalement et verticalement).

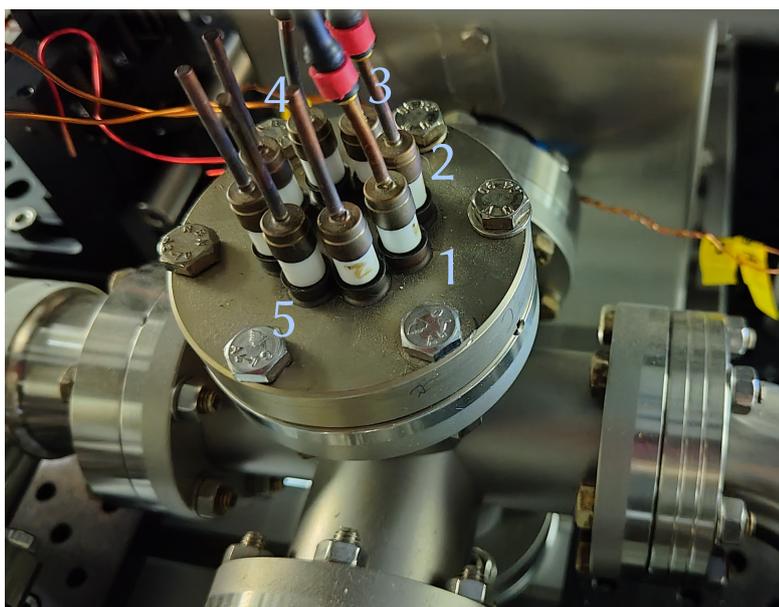


FIGURE VI.2 – Photographie du bornier de connexion des électrodes. Les électrodes linéaires sont branchées sur les broches 1 à 4, la broche 5 est la connexion vers l'électrode annulaire.

— un dispositif à base de relais pour permettre l'échange de connexion des électrodes entre masse et potentiel.

Ainsi, ces deux systèmes sont capables de générer dynamiquement chacun trois configurations de potentiel : respectivement $(+U;0) / (-U;0) / (0;0)$ et $(+U;0) / (0;+U) / (0;0)$, ce qui génère bien de façon pour les deux systèmes les configurations voulues de champ électrique $\mathbf{E}^{\text{ext}} / -\mathbf{E}^{\text{ext}} / \mathbf{0}$, en supposant que le choix de la masse n'impacte pas la génération de champs électriques par les électrodes.

VI.1.3 Protocoles de mesures

Pour mesurer la valeur du champ électrique dans une direction donnée et son gradient vertical, nous réalisons donc les mesures entrelacées des quantités suivantes :

1. fréquence de Bloch des transitions Δm et $-\Delta m$, pour en extraire la demi-différence et la force exercée sur les atomes en l'absence de champs électriques extérieurs ;
2. fréquence de Bloch des transitions Δm et $-\Delta m$, à une distance de référence de $400 \mu\text{m}$ du miroir afin de réaliser la mesure de force différentielle en position ;
3. fréquence hyperfine pour chaque configuration du champ extérieur \mathbf{E}^{ext} , $-\mathbf{E}^{\text{ext}}$ ou $\mathbf{0}$, pour en déduire la valeur exacte de celui-ci et du champ électrique parasite ;
4. fréquence de Bloch pour les transitions Δm et $-\Delta m$ en présence du champ électrique extérieur \mathbf{E}^{ext} , pour en déduire le gradient du champ parasite.

Nous devrions ainsi mesurer simultanément les forces de surface et sa composante liée aux champs électriques pour pouvoir la corriger, mais au prix de beaucoup plus de mesures à effectuer simultanément. Pour conserver un nombre de mesures raisonnable, seul le

champ électrique vertical E_z a été mesuré puisqu'il s'agit à priori de la composante du champ la plus intense.

Sensibilités attendues

Avec une sensibilité sur la fréquence de Bloch de 10 mHz atteinte typiquement après une demi-heure de mesure, nous obtenons une sensibilité sur le gradient de $2 \times 10^5 \text{ V/m}^2$ en appliquant un champ externe $E^{\text{ext}} = 30 \text{ kV/m}$, ce qui permettrait de mesurer le gradient de champ attendu (fig. V.17) au pour cent près au contact du miroir.

Pour effectuer les mesures de fréquence d'horloge, on gagne en sensibilité en ne réalisant pas un interféromètre Ramsey-Raman, mais un interféromètre Ramsey micro-onde. Le contraste de l'interféromètre est meilleur grâce à la meilleure efficacité des impulsions¹, et la durée de l'interféromètre n'est plus limitée par les inhomogénéités de force, mais par celles moins importantes de déplacement lumineux différentiel, ce qui nous permet d'allonger la durée d'interrogation à 300 ms.

Nous parvenons alors à une sensibilité sur les mesures différentielles de fréquence hyperfine de 180 mHz à 1 s, et une stabilité long terme aux environs de 5 mHz. Avec un champ externe d'environ 30 kV/m, cela donne une sensibilité sur le champ d'environ $3 \times 10^2 \text{ V/m}$, soit seulement 10 % du champ électrique au voisinage du miroir.

L'estimation de la force parasite sera donc en fin de compte limitée par les mesures de champ électrique.

L'utilisation d'un champ électrique appliqué plus intense permettrait une meilleure sensibilité sur le champ électrique parasite, mais nous sommes ici limités par les inhomogénéités du gradient de champ électrique parasite. L'application du champ externe amplifie les hétérogénéités de force électrostatique, qui limitent le contraste si le champ externe est trop intense pour une durée d'interrogation donnée. En étudiant l'amortissement du contraste, on estime les inhomogénéités de gradient de champ électrique à environ $\sigma = 20\%$ de la valeur moyenne. De plus, à cause des contraintes expérimentales sur l'alimentation haute tension, nous ne pouvons pas modifier dynamiquement la tension appliquée sur les électrodes entre les phases de mesures de champ et de gradient. Un compromis sur la durée d'interrogation et de la tension utilisée est donc nécessaire pour optimiser simultanément la sensibilité des mesures de force, de gradient et de champ.

On peut limiter la perte de contraste sur les mesures de gradient en choisissant judicieusement le sens du champ appliqué pendant les mesures de gradient de champ, comme illustré figure VI.3. Lorsque le champ appliqué s'oppose au champ parasite, on réduit l'amplitude de la force électrostatique (VI.2) et ainsi les inhomogénéités de force liées aux inhomogénéités de gradient de champ à l'échelle du nuage.

Au final, compte tenu de ces contraintes, nous avons choisi pour les mesures de conserver des durées d'interrogation $T = 100 \text{ ms}$ et de limiter la tension sur les électrodes à 1250 kV.

1. Nous obtenons une efficacité des impulsions π de près de 100 % avec la micro-onde contre 65 % par transition Raman.

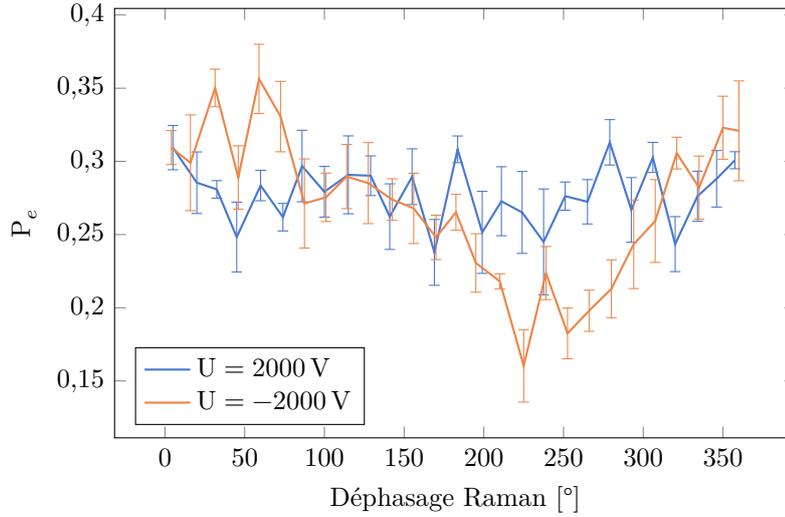


FIGURE VI.3 – Franges interférométriques Raman en présence de champ électrique extérieur, en fonction du déphasage Raman ajouté entre les deux impulsions $\pi/2$. Mesures pour $\Delta m = -6$, $T = 75$ ms.

VI.2 Mise en évidence des champs électriques

À cause de la difficulté pratique d'inverser le signe du champ appliqué, nous avons dans un premier temps réalisé des mesures en entrelaçant uniquement mesures de force et de gradient, sans les mesures directes du champ électrique (mesures 1, 2 et 4, mais pas 3). Cette première série de mesures a été effectuée en février 2023, quatre mois après la série étudiée précédemment en V.3.

Mesures

Lors de cette première série de mesures, une différence de tension $U^{\text{elec}} = 480$ V a été appliquée sur les électrodes pour générer le champ électrique vertical E_z^{ext} nécessaire à la mesure du gradient de champ électrique parasite. Pour déterminer la valeur de champ appliqué, nous avons préalablement étalonné la réponse des électrodes en mesurant le champ électrique avec les atomes, non pas en changeant la polarité du champ appliqué, mais en inversant manuellement les connexions électriques des électrodes. Nous avons ainsi déterminé la valeur du champ appliqué à $E_z^{\text{ext}} = U^{\text{elec}} \times 28,9(5) \text{ m}^{-1}$.

Les résultats de cette première série de mesures simultanées de force et de gradient de champ sont présentés figure VI.4. On constate immédiatement la présence d'un gradient de champs électriques de magnitude comparable à celui estimé avec notre premier modèle de champ électrique (sec. V.3.3), ce qui valide notre hypothèse d'une force parasite due à la présence de champs électriques générés par un dépôt de dipôle sur la surface du miroir.

Le champ électrique en tel que tel n'a pu être mesuré durant cette mesure, mais il est possible de l'estimer à une constante près en effectuant une intégration du gradient mesuré :

$$E_z = E_0 + \int \frac{\partial E_z}{\partial z} dz. \quad (\text{VI.7})$$

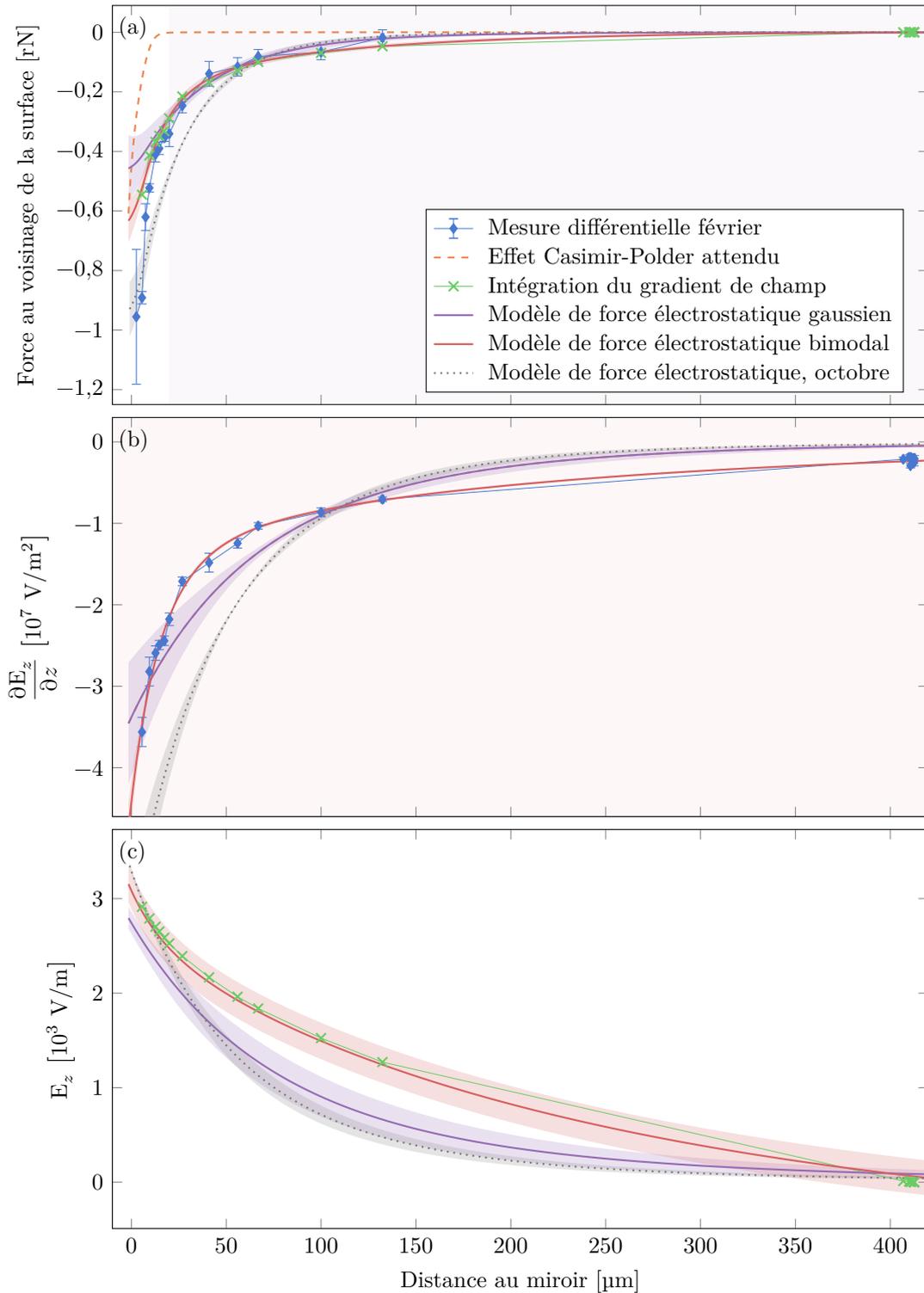


FIGURE VI.4 – Mesures entrelacées de force et de gradient de champs électriques. En vert est représenté le champ électrique déduit de l'intégration verticale des gradients mesurés de champ, ainsi que la force électrostatique liée. Le modèle violet est un modèle de distribution gaussienne de moments, ajusté sur les mesures de force de manière similaire à la section V.3.3. Le modèle rouge est un modèle bimodal, avec deux distributions gaussiennes superposées de moments, ajusté sur les mesures de gradient de champ. En comparaison, le modèle de force électrostatique issu de l'ajustement sur la série de mesures d'octobre, présenté en V.3.3, est représenté en gris.

On peut alors estimer la valeur de la force parasite électrostatique, représentée par les croix vertes figure VI.4. La constante E_0 a été choisie telle que le champ E_z soit nul à 400 μm du miroir.

Cette force électrostatique, déduite uniquement à partir des mesures de gradient de champ, reproduit bien la force observée sur les atomes pour des distances au miroir supérieures à 15 μm , où la force de Casimir-Polder est négligeable. La force parasite à portée intermédiaire à laquelle sont sensibles les atomes est donc bien la force liée au champ électrostatique.

Modèle de champ

On peut profiter des mesures de gradient de champ pour valider la modélisation effectuée section V.3.3 d'une distribution gaussienne de moments. Les ajustements réalisés ici ont été effectués avec le modèle simplifié (V.17) où l'on ne considère que le champ sur l'axe radial du système.

Comme en V.3.3, on peut ajuster sur les mesures de force un modèle de champ électrique généré par une distribution gaussienne de moments. L'ajustement (courbe violette fig. VI.4a) semble toutefois moins bien ajusté que lors des mesures effectuées en octobre. Surtout, le gradient de champ prédit par ce modèle gaussien ne correspond pas du tout aux mesures réalisées (fig. VI.4b).

En particulier, on observe un résidu de gradient à 400 μm du miroir, là où les modèles de distribution gaussienne de moments prédisent plutôt un champ électrique nul. On peut cependant bien expliquer l'évolution du gradient de champ en considérant un modèle bimodal de distribution de moments : une distribution de moments large génère un gradient à longue distance auquel se rajoute plus proche du miroir un gradient de champ plus important créé par une distribution plus étroite. L'ajustement du gradient de champ produit par une somme de deux distributions gaussiennes de moments sur les mesures de gradient permet de très bien les reproduire (courbes rouges fig. VI.4).

Les paramètres de cet ajustement bimodal sont les suivants, avec toujours un moment dipolaire par atomes de 3,2D [OWC07] :

- $N_1 = 1,5(5) \times 10^8$ atomes, $\sigma_1 = 31(3) \mu\text{m}$;
- $N_2 = 1,9(3) \times 10^{12}$ atomes, $\sigma_2 = 410(20) \mu\text{m}$.

Le gradient de champ électrique mesuré est donc correctement décrit par une double distribution de moments, correspondant à tous les atomes lancés sur la surface pendant plusieurs mois, qui se sont progressivement étalés sur la surface par diffusion, auxquels on rajoute une distribution plus étroite avec moins d'atomes, ceux lancés pendant la série de mesures ou sa préparation, qui génèrent un gradient plus important mais seulement au plus proche du miroir. Le nombre de moments N_2 est trop grand pour être physiquement réaliste, mais la distribution réelle de moments adopte probablement une forme qui n'est pas exactement une gaussienne et qui pourrait expliquer les gradients de champ mesurés avec un plus faible nombre d'atomes adsorbés.

La force électrostatique décrite par ce modèle bimodal, ajusté uniquement sur les mesures de gradient, décrit également bien les observations de force aux distances où les forces de Casimir-Polder sont négligeables (courbe rouge figure VI.4a). Pour prendre en compte la possibilité d'un champ électrique uniforme, qui ne peut pas être estimé à partir des mesures de gradient, on rajoute au modèle bimodal de distribution de moments un

autre paramètre correspondant à un champ électrique uniforme E_0 , qui est ajusté sur les mesures de forces tout en conservant les paramètres N et σ estimés par l'ajustement sur le gradient de champs. On trouve ainsi $E_0 = -7(2) \times 10^2$ V/m et le modèle de force représenté en rouge figure VI.4. Ce modèle de force n'est pas sensiblement différent de celui obtenu en supposant une absence de champ à longue distance ($E_0 = 0$), avec une différence maximale de 1×10^{-28} N entre les deux modèles de force.

Correction des forces électrostatiques

De la même façon qu'au chapitre précédent, on peut supprimer des mesures de force la force électrostatique telle qu'estimée par le modèle de champ électrique (courbe rouge figure VI.5). Nous pouvons également utiliser l'estimation du champ électrique issue de l'intégration (courbe verte figure VI.5), mais quelques mesures de gradient ont échoué pour les points les plus proches du miroir, ce qui empêche l'estimation de la force électrostatique pour ces points avec cette méthode.

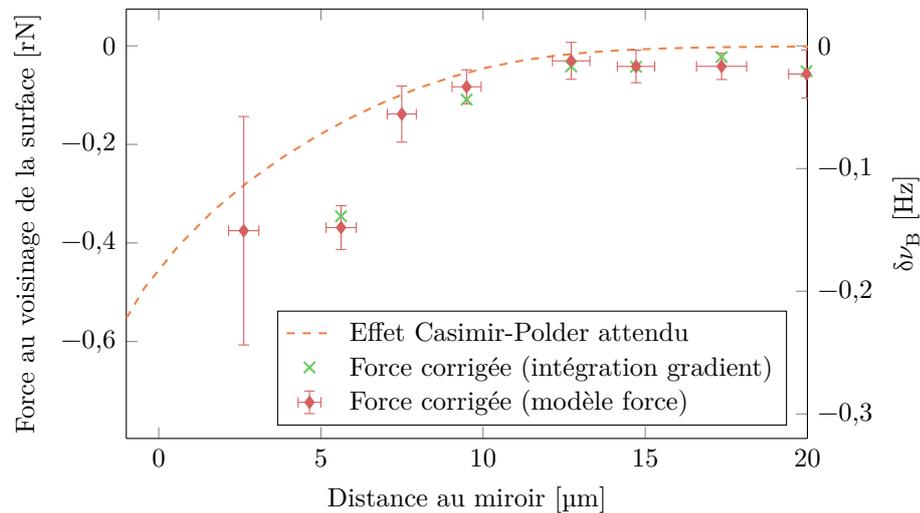


FIGURE VI.5 – Corrections des mesures des forces par le modèle de force électrostatique (en rouge) et par l'estimation du champ électrique par l'intégration du gradient (en vert). Les incertitudes sur les mesures de force prennent en compte l'incertitude du modèle issue de l'ajustement.

L'effet attractif d'une force supplémentaire à courte portée est visible, mais malheureusement, lors de cette série trop peu de points de mesure ont été pris à des distances inférieures à $5\mu\text{m}$ pour permettre une vraie mise en évidence des forces de Casimir-Polder.

VI.3 Illumination par de l'UV

Pour réaliser des mesures de force sans être sensible aux forces électrostatiques que nous venons de mettre en évidence, nous avons d'abord tenté de nettoyer de la surface les atomes adsorbés afin de supprimer la source de champs électriques parasites.

Pour tenter de supprimer ces champs électriques parasites dus à l'absorption des atomes sur le miroir, deux méthodes ont été envisagées :

Chauffage du miroir Il a été observé [OWC07] que le chauffage de la surface accélère la décroissance naturelle des champs électriques, soit en facilitant la désorption des atomes de la surface, soit en favorisant leur diffusion jusqu'à produire une couche uniforme de dipôles qui ne génère pas de champ électrique. Le chauffage du substrat aux alentours de 400 K permettrait à priori de supprimer les champs électriques en l'espace de quelques jours [OWC07]. Afin de pouvoir chauffer le miroir, son support a été conçu dans une céramique absorbante optiquement et conductrice thermiquement afin de pouvoir le chauffer en l'illuminant par un laser ; une thermistance est installée dans la chambre à vide pour mesurer la température du support.

Illumination UV La lumière UV a un effet bien connu sur la désorption d'alcalins [Meu94 ; Kle06 ; Tor15]. De plus, il a été reporté que l'illumination par de l'UV de miroirs a permis l'évacuation des charges parasites qui y étaient piégées [Lod12].

Par simplicité, j'ai testé cette deuxième option comme première approche.

J'ai utilisé comme source de lumière une DEL UV ILH-XT01-S365-SC211-WIR200 qui génère environ 800 mW de lumière centrée autour de 370 nm, légèrement collimatée par une lentille de Fresnel. À cause de difficultés d'accès optique, la surface a été éclairée par au-dessus, à travers le miroir².

J'ai effectué plusieurs séquences d'une ou deux heures d'illumination par la lumière UV suivies d'une série de mesure pour en mesurer l'effet sur la force et le gradient de champ électrique à 40 et 400 μm de distance de la surface. Ces illuminations ont été réalisées avec ou sans champ électrique appliqué par les électrodes. Pour les deux premières séquences, l'état des électrodes n'a pas été noté, même si l'on suppose qu'elles étaient restées éteintes.

Comme on le constate figure VI.6, l'illumination par de l'UV n'a pas permis de réduire les champs électriques parasites, comme mesurés via le gradient de champ électrique (fig. I.6b). Au contraire, après une illumination, le gradient a été multiplié par deux avant de revenir sur quelques jours à son état initial. Cette augmentation semble due à un maintien en tension des électrodes pendant l'éclairage UV. Des charges émises lors de l'interaction entre l'UV et des matériaux de la chambre ont pu être guidées par le champ électrique des électrodes vers la surface et y augmenter temporairement le gradient de champ émis.

Ce qui est particulièrement remarquable est l'inversion brutale du signe de la force à courte distance. La force parasite qui était attractive est devenue répulsive ! Cette inversion de force ne s'est pas accompagnée de changements notables du gradient de champ. Ces observations semblent indiquer l'apparition de nouvelles charges, réparties uniformément sur la surface du miroir, qui génèrent un champ électrique uniforme opposé à celui créé par les atomes adsorbés (fig. VI.7). Les atomes étant attirés par les zones de plus forte magnitude de champs, ils sont alors repoussés de la surface.

Cette nouvelle différence de signe entre le champ électrique et son gradient a été vérifiée par la suite (sec. VI.4).

2. Le miroir diélectrique est normalement transparent à l'UV proche [Mau16b], qui peut ainsi atteindre la surface.

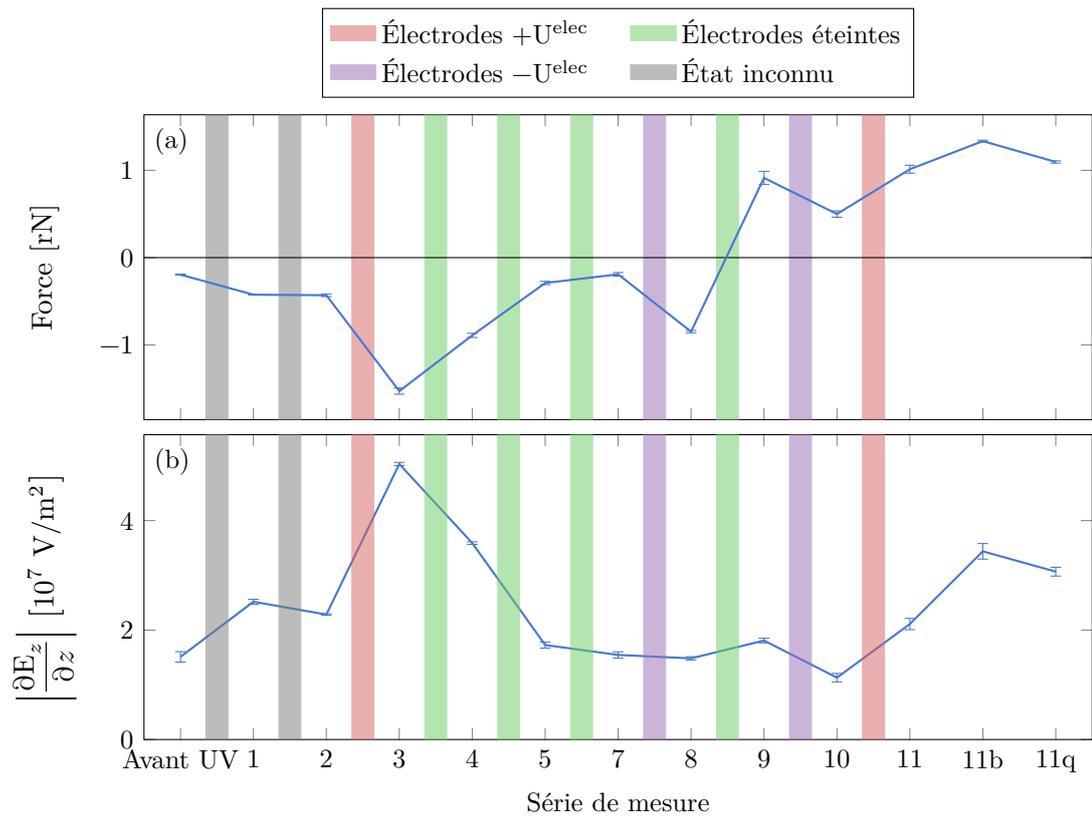


FIGURE VI.6 – Effet de l’illumination UV sur la force différentielle (a) et sur le gradient de champ électrique (b), mesurés tous deux à $40 \mu\text{m}$ de la surface du miroir. Chaque barre colorée représente quelques heures d’éclairage par l’UV, et la couleur de la barre indique l’état des électrodes pendant l’illumination.

Il n'est pas clair de savoir pourquoi ces charges semblent apparaître soudainement lors de l'illumination entre les séries 8 et 9 (fig. VI.6).

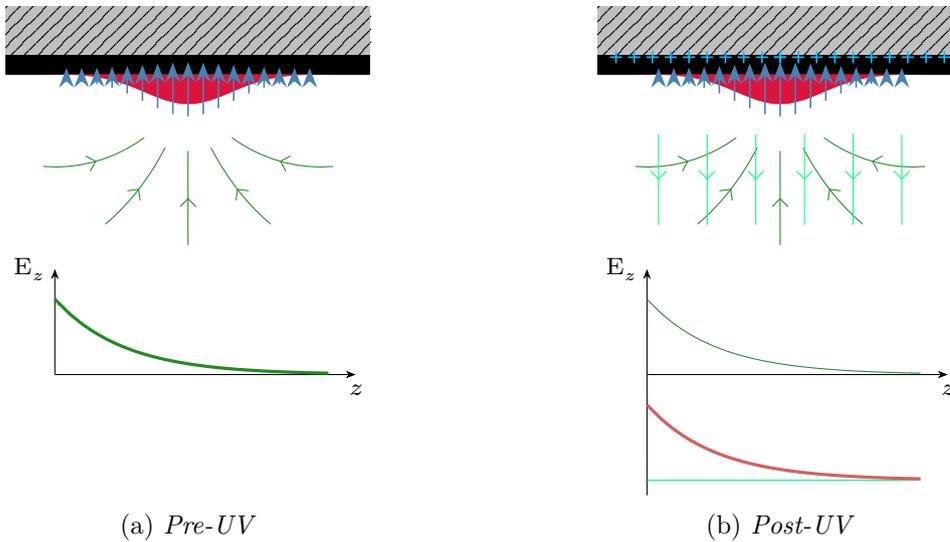


FIGURE VI.7 – Schéma de l'effet de l'UV sur la distribution de charges. Initialement, seule la distribution de moments dipolaires génère un champ électrique. L'illumination UV a ajouté un dépôt de charges, créant un champ électrique uniforme, mais de direction opposée à celui généré par les moments. Le potentiel attractif dû à l'effet Stark est proportionnel au carré de E_z , la force électrostatique est donc attractive avant l'illumination UV, mais répulsive après, en direction des zones où la somme des champs électriques (en rouge) est la plus forte en amplitude.

Ce phénomène de charges par l'effet d'UV est en réalité bien documenté [Har10 ; Pol10 ; Bla19]. Lors de leurs premières tentatives de se débarrasser des champs électriques parasites pour mesurer les interactions de Casimir-Polder, le groupe de Cornell avait d'ailleurs déjà constaté l'effet délétère de l'illumination par de l'UV [McGo4].

Malheureusement, ces nouvelles charges ont demeuré sur le long terme, et ont durablement pollué la surface du miroir. Pendant les quelques mois qui ont suivi, la force à proximité du miroir est restée répulsive, ce qui empêche toute comparaison entre les quelques mesures de force postérieures à l'illumination par de l'UV et celles effectuées auparavant.

Signe des charges

Comme énoncé précédemment, nous n'avons pas d'accès au signe du champ parasite, l'effet Stark étant quadratique, et les symétries d'installation des électrodes inconnues. Vu le caractère réducteur du rubidium, on pourrait s'attendre à ce que les atomes adsorbés soient partiellement chargés positivement, et que le champ généré soit orienté vers « le bas ». C'est ce qui a été déjà constaté pour des atomes de rubidium adsorbés sur une surface métallique [McGo4 ; OWC07].

Cependant, la lumière UV a tendance à charger positivement les surfaces en verre [Har10 ; Pol10 ; Bla19]. Puisque l'effet d'inversion du signe de la force est dû à l'apparition

de charges de signe opposé à celui des atomes adsorbés, cela peut signifier que la charge de la surface n'est pas due à un effet photodissociatif dans la silice du miroir, mais plutôt à de la photodissociation sur les surfaces métalliques de la chambre à vide qui relâchent des électrons qui ont pu être guidés vers la surface du miroir par les lignes de champ électrique des électrodes laissées allumées pendant l'illumination UV. Mais cela n'explique pas la persistance sur plusieurs mois des nouveaux champs électriques parasites ; des électrons libres à la surface du miroir devraient finir par la fuir.

Il est plus probable que les nouvelles charges de la surface soient effectivement des charges positives générées dans le volume du matériau, ce qui expliquerait leur longue durée de vie [Har10] ; et que les atomes de rubidium adsorbés sur la silice soient alors partiellement chargés négativement plutôt que positivement comme sur un métal.

VI.4 Mesures complètes des champs électriques et forces électrostatiques, post-UV

Nous avons ensuite réalisé des mesures de champ électrique, alternées avec les mesures de force et de gradient. Ces mesures ont été réalisées après les séquences d'illumination UV, et donc en présence d'un champ électrique plus important que lors des mesures précédentes.

Les résultats de la série de mesure sont présentés figure VI.8. Le champ appliqué sur les atomes E^{ext} a été mesuré pendant la série de mesures à $U^{\text{elec}} \times 31,8(5) \text{ m}^{-1}$.

Comparées aux séries de mesures précédentes, les mesures sont notablement moins stables. La série représente 20 jours de mesure, pendant lesquels les mesures ont été interrompues le premier et le dernier week-end de la série, à cause d'un déverrouillage de laser. Les observations montrent une coupure franche dans les trois quantités mesurées pendant ces périodes d'interruption (chaque série continue est représentée par un marqueur différent), phénomène qui n'avait pas été observé précédemment pour des durées d'interruption aussi courtes.

On constate que l'illumination par l'UV a effectivement ajouté un champ électrique assez uniforme en plus de celui généré par les atomes adsorbés, et de signe contraire à ce dernier. Ce champ uniforme est d'environ 180 V/cm , ce qui correspond à une densité de charge de deux charges élémentaires par μm^2 .

Correction des forces électrostatiques

À partir des mesures du champ électrique vertical et de son gradient, on évalue la valeur de la force parasite électrostatique (fig. VI.9), avec une incertitude limitée principalement par la sensibilité des mesures de champ.

Une facteur limitant sur ces mesures est la présence d'une force électrostatique non nulle à $400 \mu\text{m}$ du miroir, là où sont prises les mesures de force de référence pour les mesures différentielles en force. Lorsqu'on corrige les mesures différentielles de force à courte distance des forces parasites, il faut également prendre en compte cet effet, pour ne pas le soustraire deux fois. Malheureusement, la force parasite à $400 \mu\text{m}$ n'a été mesurée que pour certains points, pour lesquels il est possible de réaliser une mesure totalement différentielle (points violet fig. VI.9). Pour les autres points (en rouge figure VI.9), seule la valeur moyenne de cette force parasite à longue portée a été prise en compte, ce qui

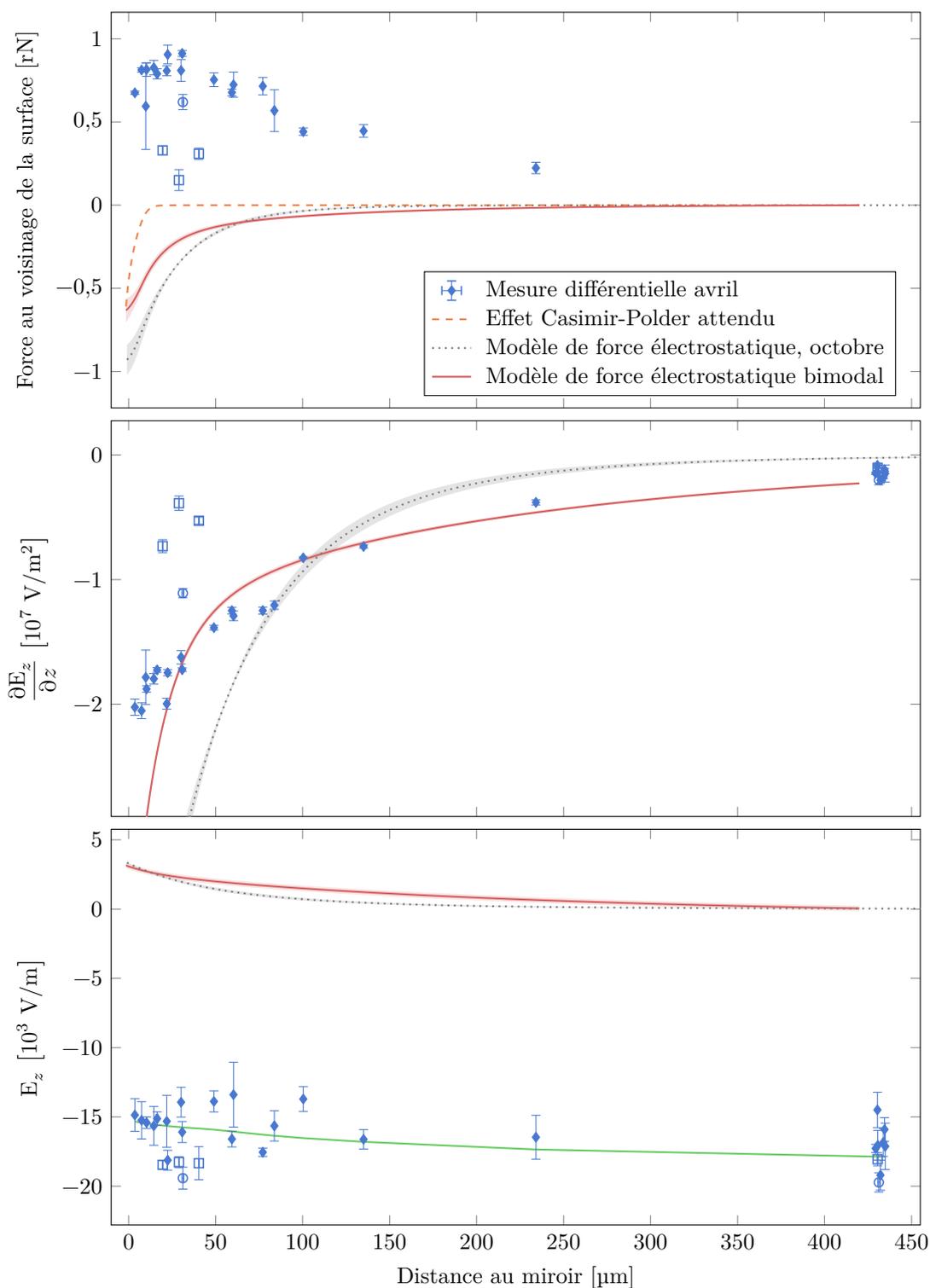


FIGURE VI.8 – Mesures entrelacées de force, de champ électrique et de gradient de champ. La forme du marqueur indique la sous-série des points de mesure : \square premières mesures avant interruption pendant un week-end, \blacklozenge longue série continue, \circ reprise après un autre week-end d'interruption. La courbe verte représente le champ électrique déduit de l'intégration des gradients de champs mesurés, ajusté pour avoir la même valeur moyenne que les mesures de champ. En référence, deux modèles de champs électriques sont également représentés, en gris le modèle ajusté sur les mesures d'octobre (sec. V.3.3), en rouge le modèle de distribution bimodale ajusté sur les mesures de février (sec. VI.2).

ne permet pas de refléter d'éventuelles fluctuations long terme et de réaliser une mesure totalement différentielle.

Nous constatons que la soustraction à la force mesurée de la force électrostatique ainsi évaluée ne permet pas de supprimer toutes les forces parasites. En effet, on constate que la force corrigée montre encore un caractère attractif à des distances de 20 μm , là où la force de Casimir-Polder est négligeable devant l'incertitude de nos mesures, et que son amplitude au niveau du miroir reste deux fois plus importante que la force de CP attendue. On remarque coïncidemment que la force corrigée a environ la même amplitude que la force électrostatique estimée initialement avant l'illumination UV.

La correction des forces électrostatiques permet néanmoins de corriger partiellement les instabilités observées sur la force entre les trois sous-séries de mesures (marqueurs \square , \diamond et \circ figure VI.9).

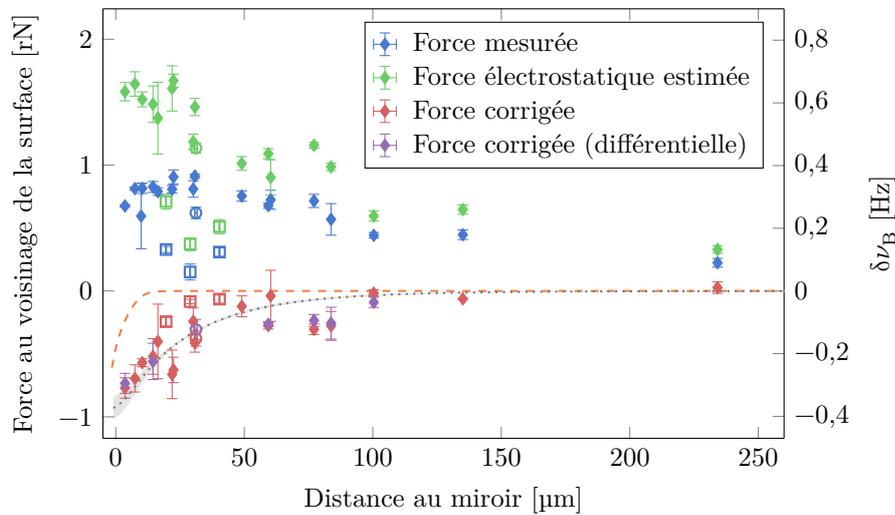


FIGURE VI.9 – Estimation de la force parasite électrostatique à partir des mesures de champ électrique et de son gradient, et correction des mesures de force par cette force parasite. Les points violets représentent les points où une mesure entrelacée de la force parasite à 400 μm du miroir a été réalisée simultanément, ce qui permet une mesure différentielle. Pour les points représentés en rouge, seule la valeur moyenne de la force parasite à 400 μm a été prise en compte. La forme des marqueurs symbolise la sous-série de mesure similairement à VI.8. Le modèle de force électrostatique de la série de mesures d'octobre est représenté en gris, pour référence.

Nous ne savons pas vraiment expliquer pourquoi la correction des forces électrostatiques ne nous permet de pas de retrouver la force attendue, et en particulier une force « nulle » au-delà de 20 μm . Une explication pourrait être une mauvaise connaissance des champs électriques \mathbf{E}^{ext} générés par les électrodes, qui entraîne des erreurs dans l'évaluation du champ électrique parasite et de son gradient.

VI.4.1 Champ électrique généré par les électrodes

Pour réaliser des mesures exactes de champ électrique et de son gradient, il est nécessaire de connaître précisément la valeur du champ électrique \mathbf{E}^{ext} . Son orientation

est normalement connue par la géométrie des électrodes, et on peut mesurer sa norme par des mesures de fréquences hyperfines (éq. (VI.6)).

Cependant, plusieurs observations ont montré un comportement étrange de ce champ appliqué. Nous avons par exemple vu que le ratio $E^{\text{ext}}/U^{\text{elec}}$ a été mesuré à $28,9(5) \text{ m}^{-1}$ en VI.2 avant d'être mesuré à $31,8(5) \text{ m}^{-1}$ en VI.4, une différence résolue et inexplicée. D'autres observations ont mis en évidence que le champ appliqué ne se comporte pas comme attendu.

Non-linéarité du champ appliqué

Le champ électrique produit par les électrodes devrait être proportionnel à la tension appliquée à leurs bornes. Les mesures de champ électrique effectuées avec les atomes semblent cependant montrer une non-linéarité du champ en fonction de la tension appliquée (fig. VI.10). De plus, la mesure des champs électriques semble dépendre du dispositif utilisé pour inverser le sens du champ électrique, entre l'inversion du signe de la tension ou l'inversion entre électrodes polarisées et électrodes à la masse (sec. VI.1.2).

Une observation a mis en évidence de manière flagrante ce phénomène. En mesurant le gradient de champ électrique par interférométrie Ramsey-Raman, avec la même différence de potentiel $U = 1500 \text{ V}$ entre les paires d'électrodes supérieures et inférieures, on observe un décalage sur la fréquence de Bloch en décalant la référence de potentiel, c'est-à-dire en générant le champ électrique extérieur avec une configuration d'électrodes $(0; -U)$ plutôt que $(U; 0)$. Ce décalage flagrant de la fréquence de résonance de $2,5 \text{ Hz}$ correspond à une variation du champ appliqué d'environ 20% .

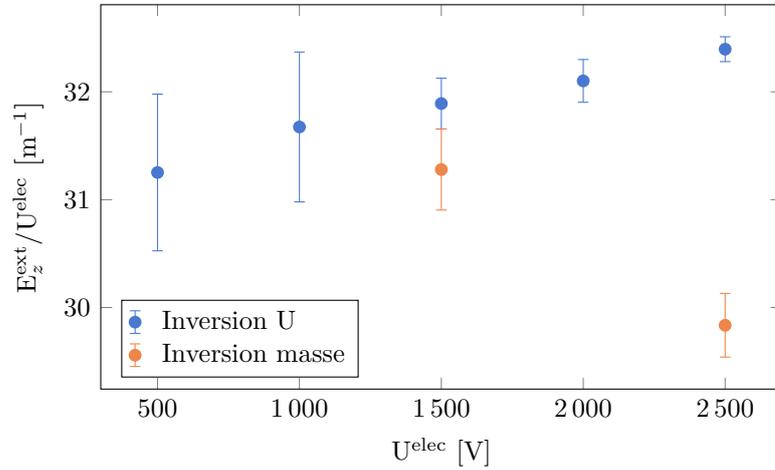
Norme du champ théorique et mesurée

À partir de la géométrie du montage des électrodes (fig. VI.1b), on peut estimer le champ électrique produit en appliquant une tension U sur les électrodes. Par simplicité, je n'ai considéré que les électrodes linéaires, et en me restreignant à un cas 2D. Pour résoudre ce problème d'électrostatique, j'ai utilisé une méthode d'éléments finis en utilisant le logiciel FreeFEM [Hec12]. Le support en céramique et le miroir sont des diélectriques qui influent sur les lignes de champ électrique, mais leur permittivité relative est inconnue. J'ai considéré pour cette modélisation une unique permittivité $\epsilon_r = 5$, raisonnable pour du verre.

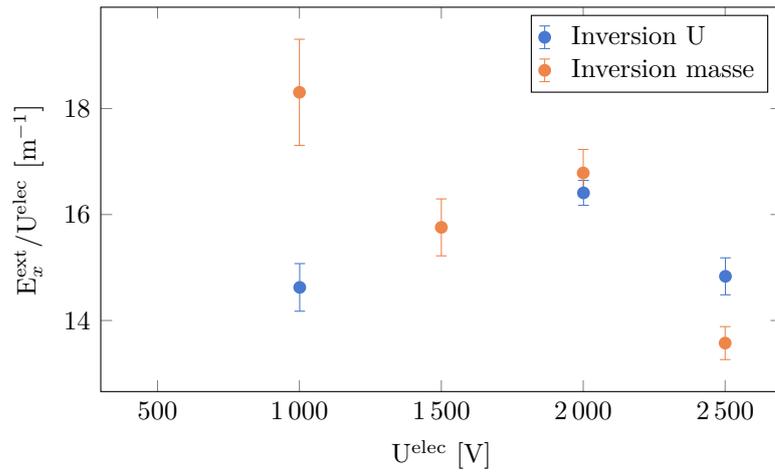
On détermine ainsi le potentiel électrostatique et le champ électrique théoriquement appliqués sur les atomes par les électrodes (fig. VI.11). Les valeurs du champ électrique mesurées dans les différentes configurations d'électrodes et celles estimées avec cette simulation sont tabulées dans la table VI.1.

Dans la configuration de champs verticaux, on s'attend à un ratio $E^{\text{ext}}/U^{\text{elec}} = 40,4 \text{ m}^{-1}$ ou $42,4 \text{ m}^{-1}$ selon la paire d'électrodes polarisée, la combinaison du support diélectrique et de l'enceinte à la masse jouant un rôle qui brise la symétrie. Ce rôle de l'enceinte à vide pourrait expliquer les différences de champ extérieur observées selon la méthode d'inversion de polarité utilisée (fig. VI.10), mais le champ attendu est bien plus élevé que celui mesuré avec les atomes.

Pour les deux autres configurations d'électrodes (pour générer des champs horizontaux, ou en configuration croisée), les mesures expérimentales sont quant à elles en accord avec



(a) Configuration de champ vertical



(b) Configuration de champ horizontal

FIGURE VI.10 – Ratio entre le champ électrique mesuré sur les atomes et la différence de tension appliquée sur les électrodes linéaires en fonction de cette tension, pour les deux configurations de champs générés verticaux ou horizontaux. Les mesures ont été réalisées en inversant le sens du champ appliqué soit en inversant le signe de la tension appliqué (en bleu), soit en inversant les électrodes connectées à la masse ou à la source de tension (en orange).

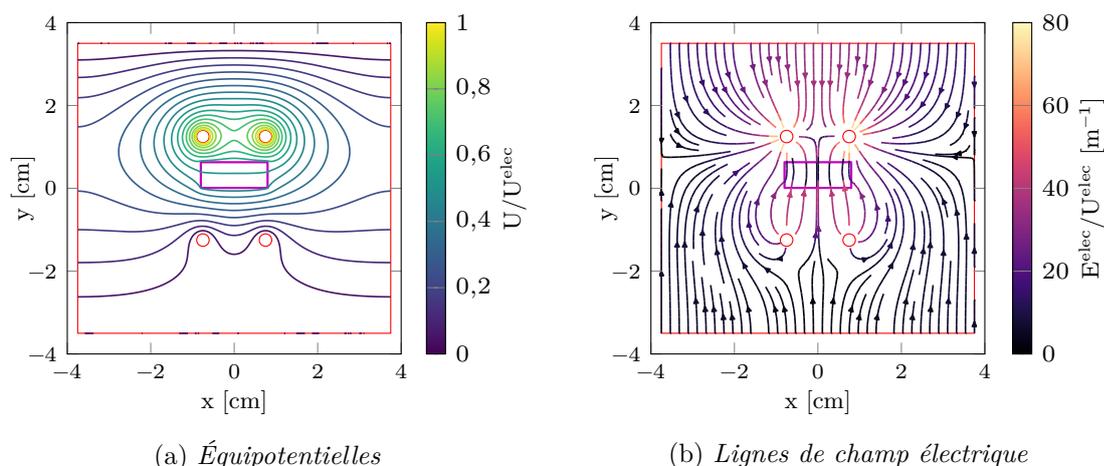


FIGURE VI.11 – Équipotentiels et lignes de champ électrique simulés par une méthode d'éléments finis. Les quatre électrodes et l'enceinte en vide (en rouge) servent de référence de potentiel. Ici, nous sommes dans une configuration de champ vertical, avec les deux électrodes supérieures polarisées à U^{elec} et les deux autres électrodes ainsi que l'enceinte à la masse. Le miroir et son support sont modélisés par une zone (en magenta) de permittivité diélectrique relative $\epsilon_r = 5$.

Configuration des électrodes	Ratio E^{ext}/U [m^{-1}]		
	Mesure	Modèle $\epsilon_r = 5$	Modèle $\epsilon_r = 1$
Champ électrique vertical	31,8(4)	40,4	32,8
Champ électrique horizontal	15,2(9)	16,2	26,1
Configuration croisée	9,8(10)	3,1	0,0

TABLE VI.1 – Ratio entre l'amplitude du champ extérieur \mathbf{E}^{ext} au centre de la chambre et la tension appliquée sur les électrodes mesuré avec le décalage de la fréquence hyperfine des atomes, ou modélisé par une méthode d'éléments finis, en prenant en compte le caractère diélectrique ou non du miroir et de son support.

les valeurs théoriques attendues, si l'on suppose que le nuage atomique est décentré d'un ou deux millimètres par rapport au miroir, centré au milieu des électrodes.

Si l'on ne considère pas le caractère diélectrique du miroir et de son support ($\epsilon_r = 1$), le ratio E/U déterminé par la modèle d'éléments finis dans une configuration de champ vertical est de $32,8 \text{ m}^{-1}$ au niveau des atomes. Un modèle analytique donne quant à lui $E/U = 33,8 \text{ m}^{-1}$. Ces valeurs de champs attendues sont en accord avec les valeurs expérimentales, mais dans ce cas, ce sont les autres configurations de champs pour lesquelles les valeurs modélisées et expérimentales de champ électrique sont en désaccord (tab. VI.1).

Conclusion

Ces comportements inattendus du champ généré par les électrodes tel que mesuré par les atomes ne sont pas forcément bloquants, puisqu'en pratique, il est possible de mesurer avec les atomes directement le champ extérieur. Cependant, si la norme mesurée du champ généré ne correspond pas à celle attendue, rien ne certifie que la direction du champ est également celle attendue : un effet non pris en compte pourrait simultanément affaiblir la norme du champ extérieur et perturber son orientation. Dans ce cas, nous mesurons des champs parasites et des gradients pour des directions mal définies, et *in fine*, nous ne savons pas trop ce que nous mesurons.

De plus, dans l'optique de réaliser des mesures avec une meilleure sensibilité sur le champ électrique, on pourrait utiliser une tension différente pour les mesures du champ parasite et de son gradient afin de ne plus être limité par les inhomogénéités de ce dernier. Mais si le champ généré n'est pas linéaire avec la tension sur les électrodes, le champ appliqué lors des mesures de gradient pourrait être mal connu, et donc fausser les mesures de ce gradient.

Ce comportement non linéaire du champ, et les divergences entre les valeurs mesurées du champ extérieur et celles théoriques n'ont pas pu être expliquées. Une hypothèse pourrait être liée au filtre RC en amont des électrodes (sec. VI.1.2). Si sous l'effet de la haute tension un courant de fuite apparaît quelque part avec un comportement non linéaire selon la tension utilisée, la forte résistance de $15\text{ M}\Omega$ du filtre pourrait agir comme un diviseur de tension et réduire la tension effectivement appliquée sur les électrodes. À cause de cette résistance, comparable aux impédances internes des voltmètres, la différence de tension appliquée sur les électrodes n'a pas pu être mesurée expérimentalement.

Nous sommes capables de mesurer en parallèle de la force le champ électrique parasite et son gradient vertical, en appliquant sur les atomes un champ électrique extérieur contrôlé. Nous parvenons à mesurer les gradients de champs avec une sensibilité de 3 à 4 %, et le champ électrique avec une sensibilité voisine de 6 %. Nous pouvons ainsi mettre en évidence la présence de champs électriques, et valider le modèle de moments dipolaires présenté au chapitre précédent.

La tentative de nettoyer la surface des atomes adsorbés par l'éclairage de lumière UV n'a pas eu l'effet escompté, et a durablement pollué la surface par un dépôt de charges, générant un fort champ électrique qui a rendu répulsives les forces au voisinage du miroir. La mesure simultanée du champ et de son gradient pour retrouver la valeur de la force électrostatique n'a pas permis de corriger correctement les mesures de force, qui semblent encore montrer une fois corrigées un caractère attractif à des portées d'une cinquantaine de micromètres. Cette mauvaise correction peut être due à une mauvaise estimation du champ électrique extérieur, qui n'est pas aussi bien connu qu'on le souhaiterait.

Conclusions et perspectives

Les résultats du travail de thèse que je présente dans ce manuscrit constituaient l'objectif principal du projet ForcaG, démarré il y a près de quinze ans : celui de réaliser des mesures de forces à faible distance avec un capteur de force d'un nouveau type. En réutilisant et en adaptant les techniques d'interférométrie atomique développées dans les phases antérieures du projet pour mesurer des forces loin de toute surface, j'ai démontré la capacité de notre capteur quantique à réaliser des mesures de force à des distances micrométriques de la surface d'un miroir avec une sensibilité suffisante pour mettre en évidence des interactions de type Casimir-Polder, bien qu'elle soit dégradée par rapport aux performances démontrées il y a plusieurs années loin de la surface [Ala18b].

VII.1 Conclusion

En utilisant un ascenseur de Bloch à l'issue du refroidissement évaporatif des atomes, nous sommes capables de déplacer un nuage atomique de $3,5\ \mu\text{m}$ d'épaisseur, à une distance connue et contrôlée de la surface du miroir, avec une précision inférieure à micromètre. J'ai démontré la capacité de réaliser des mesures de force à moins d'une centaine de micromètres de la surface avec une sensibilité court-terme de $340 \times 10^{-30}\ \text{N}$ à 1 s et qui atteint au mieux la stabilité de $4 \times 10^{-30}\ \text{N}$, ce qui constitue l'état de l'art pour des mesures de force de contact. À ces distances, la sensibilité est limitée d'une part par les vibrations du miroir interne de mesure par rapport au miroir Raman, même si l'implémentation d'un Michelson optique a permis d'estimer et de compenser une partie de ces fluctuations de position. D'autre part, la diffusion de la lumière de piégeage sur la rugosité de surface du miroir génère des inhomogénéités de force qui limitent la durée d'interrogation et la résolution spatiale de l'interféromètre atomique.

Avec ce capteur j'ai pu mesurer la force exercée sur les atomes en fonction de leur distance au miroir et mettre en évidence une force attractive, mais d'amplitude et de portée supérieures à la force de Casimir-Polder attendue. J'ai montré que cette force est une force additionnelle, liée à la présence de champs électrostatiques générés par des atomes de rubidium adsorbés à la surface du miroir. En modélisant cette force électrostatique, je suis parvenu à mettre expérimentalement en évidence la force de Casimir-Polder pour des distances atomes-miroir d'environ $3\ \mu\text{m}$. La force mesurée a la même magnitude que les effets attendus, d'environ $5 \times 10^{-28}\ \text{N}$ au contact du miroir [BAP23].

Enfin, j'ai tenté de m'affranchir de la contribution de cette force parasite afin de réussir à ne mesurer que la force de Casimir-Polder. L'illumination de la surface du miroir par de l'UV pour désorber les atomes et ainsi réduire les champs électriques parasites n'a malheureusement abouti qu'à la pollution de la surface par l'ajout de charges supplémentaires. Une seconde méthode, l'estimation de la valeur de la force électrostatique par mesure des champs électrostatiques parasites grâce à l'application d'un champ électrique externe, simultanément aux mesures de force, n'a pas permis de corriger correctement les mesures de force, pour des raisons encore mal déterminées, à priori liées à une mauvaise connaissance du champ électrique appliqué.

VII.2 Perspectives

Si je suis parvenu à mettre en évidence la force de Casimir-Polder exercée par le miroir sur les atomes, il reste encore plusieurs étapes à franchir pour réussir des mesures plus précises, au niveau de quelques pour cent, de la force de Casimir-Polder ou d'éventuelles forces gravitationnelles, l'objectif premier du projet ForcaG. J'ai identifié durant ma thèse trois limitations qui limitent actuellement notre capacité de mesure :

Sensibilité La sensibilité sur la force reste 50 fois moins bonne que ce qui a été obtenu dans le passé de l'expérience. Même si nous sommes surtout contraints par les inhomogénéités de force inhérentes à la méthode utilisée, il devrait être possible d'améliorer la sensibilité pour atteindre l'objectif de $\sigma_{\nu_B} = 2,5 \times 10^{-31}$ N attendu au début du projet [Mes11].

Taille du nuage L'épaisseur du nuage de $3,5 \mu\text{m}$ implique que les mesures de force réalisées sur le nuage entier soient moyennées sur cette épaisseur, ce qui ne permet pas une mesure ponctuelle de la force. De plus, la densité atomique est trop faible pour peupler suffisamment chaque puits du réseau ; la sensibilité des mesures de l'énergie des transitions uniques est alors fortement limitée par le bruit de détection.

Atomes adsorbés sur la surface Le dépôt d'atomes sur le miroir génère une force électrostatique parasite, qui entache nos mesures de force d'une incertitude. Cette force varie également dans le temps, ce qui limite la reproductibilité et la stabilité des mesures de force sur le long terme.

Pour pouvoir se lancer à la recherche de déviation à la gravitation, comme souhaité au lancement du projet ForcaG, il faudra améliorer ces trois points.

Plusieurs pistes d'améliorations incrémentales sont envisageables pour améliorer la performance du capteur.

Refroidissement atomique Une amélioration essentielle pour l'efficacité du capteur serait le refroidissement du nuage atomique dans un état plus dense et plus froid, typiquement dans un condensat de Bose-Einstein. Un nuage plus petit permettra des mesures bien mieux résolues en position. La réduction de la température du nuage atomique permettra aussi de réduire l'intensité du laser de piégeage IR et ainsi de réduire les inhomogénéités de force dues à la diffusion de lumière sur la surface du miroir. Pour améliorer le refroidissement évaporatif sans augmenter le temps de cycle, il pourra être

possible d'implémenter des techniques de potentiel peint [Roy16] ou d'automatisation de l'optimisation des rampes d'évaporation [Wig16].

Optimisation du transport Un point important d'amélioration réside dans l'ascenseur de Bloch, qui est une source majeure de pertes d'atomes. Plusieurs techniques possibles d'amélioration de l'efficacité de transport ont été envisagées en III.3. Un gain d'un facteur 5 sur le nombre d'atomes transportés dans l'état utile $|F = 1, m_F = 0\rangle$ est envisageable si l'on parvient à supprimer l'émission spontanée pendant le transport, ce qui permettra une meilleure sensibilité pour l'étude de transitions uniques. L'amélioration de l'efficacité de transport sera aussi importante pour réduire les forces électrostatiques parasites. En effet, les atomes adsorbés sur la surface proviennent principalement des atomes transportés dans l'ascenseur mais mal ralentis lors de la phase de décélération, et qui sont alors projetés sur le miroir. En améliorant l'efficacité de l'ascenseur, on pourra réduire le nombre d'atomes adsorbés, ce qui améliorera à la fois la stabilité long terme de la force, et réduira l'amplitude de la force parasite.

Chauffage du miroir Comme évoqué en VI.3, le chauffage du miroir est une option pour supprimer les champs électriques parasites liés aux atomes adsorbés. Il pourrait être possible de le chauffer soit en focalisant une source laser de quelques watts sur la céramique du support du miroir, soit en chauffant directement l'extrémité du manipulateur mobile à l'extérieur de la chambre à vide. Un chauffage continu pourrait éviter l'accumulation de champs électriques.

Amélioration de la chambre de science Sur le plus long terme, une nouvelle conception de la chambre à vide supérieure semble nécessaire. Dans la version actuelle de la chambre de science, le miroir est monté à l'extrémité d'un manipulateur mobile, avec l'objectif de pouvoir facilement déplacer le miroir par rapport au nuage atomique, et réaliser des mesures de force sur une surface propre. Mais à cause des vibrations importantes du miroir, nous avons dû brider le manipulateur, et n'avons donc pas pu réaliser de mesures de force sur des surfaces vierges. Un dispositif mécanique différent pourrait permettre de réduire le niveau de vibration résiduel du miroir interne par rapport au miroir Raman, tout en permettant cette translation du miroir dans l'enceinte à vide.

Enfin, une nouvelle enceinte permettrait de caractériser en amont les champs électrostatiques générés par les électrodes internes, pour avoir plus de certitudes sur le champ externe appliqué sur les atomes lors des mesures de champ électrique.

Super-réseau L'utilisation d'un super-réseau permettra de lever la dégénérescence de l'échelle de Wannier-Stark et de sélectionner individuellement des états de Wannier-Stark à plusieurs micromètres du miroir. Si l'utilisation d'un tel super-réseau est prévue depuis longtemps sur l'expérience, cette sélection d'états unique n'a jamais encore démontré [Ala18a], mais la proximité des atomes au miroir interne sur lequel est réfléchi le réseau pourra faciliter cette étape.

Enfin, la flexibilité offerte par la plateforme expérimentale existante et par l'interférométrie atomique piégée en réseau peut permettre d'imaginer de nouveaux protocoles de

mesures de force. Il pourrait par exemple être possible de réaliser des mesures différentielles simultanément au contact du miroir et à une distance plus éloignée, en configuration gradiomètre avec deux nuages, pour mesurer la différence de force, en rejetant le bruit de phase Raman, commun aux deux interféromètres. Il serait également possible de mesurer plus précisément le bruit de phase Raman lié aux vibrations des miroirs en transformant le Michelson optique décrit en [IV.3.3](#) en un Fabry-Perot sur les lasers Raman en utilisant la réflexion parasite des lasers Raman sur le miroir interne, en plus de la réflexion principale sur le miroir Raman. La mesure de la phase de ce Fabry-Perot renseigne directement sur la différence de phase Raman sur les atomes et ses fluctuations.

Avec ces améliorations mises en place, on peut espérer gagner un facteur 5 sur la sensibilité, tout en réduisant la taille du nuage à $1\ \mu\text{m}$. Avec une telle sensibilité, et une stabilité qui atteint le $1\ \text{qN}$, on pourrait mesurer la force de Casimir-Polder avec une incertitude de 10 % à $7\ \mu\text{m}$ du miroir, et à moins d'un pour cent pour des distances atomes-miroir inférieures à $4\ \mu\text{m}$. Il devrait également être possible de sonder directement l'échelle de Wannier-Stark avec des mesures de transitions entre puits uniques, au moins pour les neuf premières transitions les plus proches du miroir, et au-delà en réussissant une sélection de puits unique à l'aide du super-réseau.

Des mesures métrologiques de la force de Casimir-Polder seront alors possibles, ce qui offrira la possibilité de réaliser les tests de physique fondamentale évoqués au premier chapitre, et en particulier la recherche d'une cinquième force. Il sera également envisageable d'utiliser la plateforme expérimentale pour tester des métamatériaux¹ conçus pour modifier l'amplitude de la force de Casimir-Polder [[Cha18](#)].

1. Avec néanmoins des contraintes sur les matériaux testables imposées par le principe de mesure, qui nécessite une surface réfléchissante dichroïque tout en limitant la diffusion lumineuse

Bibliographie

- [ABP23] Luc ABSIL, Yann BALLAND et Franck PEREIRA DOS SANTOS. « Long-range temperature-controlled transport of ultra-cold atoms with an accelerated lattice ». In : *New Journal of Physics* 25.7 (juill. 2023), p. 073010. DOI : [10.1088/1367-2630/ace3ea](https://doi.org/10.1088/1367-2630/ace3ea) (p. 60).
- [Abs23] Luc ABSIL. « Vers une mesure de l'effet Casimir à l'aide d'un interféromètre à atomes ultrafroids piégés ». Thèse de doct. Université Paris Sciences et Lettres, 2023 (p. 15, 47, 51, 60).
- [AHN03] E.G. ADELBERGER, B.R. HECKEL et A.E. NELSON. « Tests of the Gravitational Inverse-Square Law ». In : *Annual Review of Nuclear and Particle Science* 53.1 (2003), p. 77-121. DOI : [10.1146/annurev.nucl.53.041002.110503](https://doi.org/10.1146/annurev.nucl.53.041002.110503) (p. 1).
- [Ala18a] Xavier ALAUZE. « Optimisation d'un capteur de force à atomes ultrafroids piégés dans un réseau optique ». Thèse de doct. Sorbonne Université, 20 déc. 2018 (p. 15, 33, 43, 55, 60, 62, 63, 65, 71, 74, 75, 89, 94, 96, 97, 121, 147).
- [Ala18b] Xavier ALAUZE, Alexis BONNIN, Cyrille SOLARO et Franck PEREIRA DOS SANTOS. « A trapped ultracold atom force sensor with a μm -scale spatial resolution ». In : *New Journal of Physics* 20.8 (9 août 2018), p. 083014. DOI : [10.1088/1367-2630/aad716](https://doi.org/10.1088/1367-2630/aad716) (p. 8, 15, 47, 71, 75, 84, 145).
- [And21] F. ANDERS et al. « Momentum Entanglement for Atom Interferometry ». In : *Physical Review Letters* 127.14 (29 sept. 2021), p. 140402. DOI : [10.1103/PhysRevLett.127.140402](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.127.140402) (p. 86).
- [APS04] Mauro ANTEZZA, Lev P. PITAEVSKII et Sandro STRINGARI. « Effect of the Casimir-Polder force on the collective oscillations of a trapped Bose-Einstein condensate ». In : *Physical Review A* 70.5 (24 nov. 2004), p. 053619. DOI : [10.1103/PhysRevA.70.053619](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.70.053619) (p. 5-7).
- [APS05] Mauro ANTEZZA, Lev P. PITAEVSKII et Sandro STRINGARI. « New Asymptotic Behavior of the Surface-Atom Force out of Thermal Equilibrium ». In : *Physical Review Letters* 95.11 (7 sept. 2005), p. 113202. DOI : [10.1103/PhysRevLett.95.113202](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.95.113202) (p. 5).
- [BAP23] Yann BALLAND, Luc ABSIL et Franck PEREIRA DOS SANTOS. *Quectonewton local force sensor*. 23 oct. 2023. DOI : [10.48550/arXiv.2310.14717](https://doi.org/10.48550/arXiv.2310.14717). URL : <http://arxiv.org/abs/2310.14717> (visité le 19/02/2024). preprint (p. 145).

- [BCZ08] Oto BRZOBOHATÝ, Tomáš CIŽMÁR et Pavel ZEMÁNEK. « High quality quasi-Bessel beam generated by round-tip axicon ». In : *Optics Express* 16.17 (18 août 2008), p. 12688. DOI : [10.1364/OE.16.012688](https://doi.org/10.1364/OE.16.012688) (p. 57).
- [Bea11] Q. BEAUFILS, G. TACKMANN, X. WANG, B. PELLE, S. PELISSON, P. WOLF et Franck PEREIRA DOS SANTOS. « Laser Controlled Tunneling in a Vertical Optical Lattice ». In : *Physical Review Letters* 106.21 (27 mai 2011), p. 213002. DOI : [10.1103/PhysRevLett.106.213002](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.106.213002) (p. 14).
- [Ben10] H. BENDER, Ph. W. COURTEILLE, C. MARZOK, C. ZIMMERMANN et S. SLAMA. « Direct Measurement of Intermediate-Range Casimir-Polder Potentials ». In : *Physical Review Letters* 104.8 (22 fév. 2010), p. 083201. DOI : [10.1103/PhysRevLett.104.083201](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.104.083201) (p. 13).
- [Beng96] Maxime BEN DAHAN, Ekkehard PEIK, Jakob REICHEL, Yvan CASTIN et Christophe SALOMON. « Bloch Oscillations of Atoms in an Optical Potential ». In : *Physical Review Letters* 76.24 (10 juin 1996), p. 4508-4511. DOI : [10.1103/PhysRevLett.76.4508](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.76.4508) (p. 11, 20).
- [Bha97] C. F. BHARUCHA, K. W. MADISON, P. R. MORROW, S. R. WILKINSON, Bala SUNDARAM et M. G. RAIZEN. « Observation of atomic tunneling from an accelerating optical potential ». In : *Physical Review A* 55.2 (1^{er} fév. 1997), R857-R860. DOI : [10.1103/PhysRevA.55.R857](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.55.R857) (p. 50).
- [Bie10] Michael J. BIERCUK, Hermann UYS, Joe W. BRITTON, Aaron P. VANDEVENDER et John J. BOLLINGER. « Ultrasensitive detection of force and displacement using trapped ions ». In : *Nature Nanotechnology* 5.9 (9 sept. 2010), p. 646-650. DOI : [10.1038/nnano.2010.165](https://doi.org/10.1038/nnano.2010.165) (p. 8, 10).
- [Bla19] Charles P. BLAKEMORE, Alexander D. RIDER, Sandip ROY, Qidong WANG, Akio KAWASAKI et Giorgio GRATTA. « Three-dimensional force-field microscopy with optically levitated microspheres ». In : *Physical Review A* 99.2 (8 fév. 2019), p. 023816. DOI : [10.1103/PhysRevA.99.023816](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.99.023816) (p. 8, 137).
- [Blo29] Felix BLOCH. « Über die Quantenmechanik der Elektronen in Kristallgittern ». In : *Zeitschrift für Physik* 52.7 (1^{er} juill. 1929), p. 555-600. DOI : [10.1007/BF01339455](https://doi.org/10.1007/BF01339455) (p. 19).
- [Blū18] Valdis BLŪMS, Marcin PIOTROWSKI, Mahmood I. HUSSAIN, Benjamin G. NORTON, Steven C. CONNELL, Stephen GENSEMER, Mirko LOBINO et Erik W. STREED. « A single-atom 3D sub-attoneutron force sensor ». In : *Science Advances* 4.3 (23 mars 2018), eaao4453. DOI : [10.1126/sciadv.aao4453](https://doi.org/10.1126/sciadv.aao4453) (p. 8, 9).
- [BR01] E. BUKS et M. L. ROUKES. « Stiction, adhesion energy, and the Casimir effect in micromechanical systems ». In : *Physical Review B* 63.3 (2 jan. 2001), p. 033402. DOI : [10.1103/PhysRevB.63.033402](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.63.033402) (p. 7).
- [CAG17] Pierre CLADÉ, Manuel ANDIA et Saïda GUELLATI-KHÉLIFA. « Improving efficiency of Bloch oscillations in the tight-binding limit ». In : *Physical Review A* 95.6 (7 juin 2017), p. 063604. DOI : [10.1103/PhysRevA.95.063604](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.95.063604) (p. 56).

- [Car05] I. CARUSOTTO, L. PITAEVSKII, S. STRINGARI, G. MODUGNO et M. INGUSCIO. « Sensitive Measurement of Forces at the Micron Scale Using Bloch Oscillations of Ultracold Atoms ». In : *Physical Review Letters* 95.9 (25 août 2005), p. 093202. DOI : [10.1103/PhysRevLett.95.093202](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.95.093202) (p. 11).
- [CGPM22] Conférence générale des poids et MESURES. *Résolution 3 de la 27^e CGPM*. 22 nov. 2022. DOI : [10.59161/CGPM2022RES3F](https://doi.org/10.59161/CGPM2022RES3F) (p. 99).
- [Cha14] K. S. CHAN, M. SIERCKE, C. HUFNAGEL et R. DUMKE. « Adsorbate Electric Fields on a Cryogenic Atom Chip ». In : *Physical Review Letters* 112.2 (14 jan. 2014), p. 026101. DOI : [10.1103/PhysRevLett.112.026101](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.112.026101) (p. 116).
- [Cha18] Eng Aik CHAN, Syed Abdullah ALJUNID, Giorgio ADAMO, Athanasios LALIOU, Martial DUCLOY et David WILKOWSKI. « Tailoring optical meta-materials to tune the atom-surface Casimir-Polder interaction ». In : *Science Advances* 4.2 (2 fév. 2018), eaao4223. DOI : [10.1126/sciadv.aao4223](https://doi.org/10.1126/sciadv.aao4223) (p. 7, 148).
- [Cheo6] P. CHEINET. « Conception et réalisation d'un gravimètre à atomes froids ». Thèse de doct. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 24 mars 2006 (p. 26, 27, 61, 87, 92).
- [Che16] Y.-J. CHEN, W. K. THAM, D. E. KRAUSE, D. LÓPEZ, E. FISCHBACH et R. S. DECCA. « Stronger Limits on Hypothetical Yukawa Interactions in the 30–8000 nm Range ». In : *Physical Review Letters* 116.22 (2 juin 2016), p. 221102. DOI : [10.1103/PhysRevLett.116.221102](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.116.221102) (p. 2, 3, 8, 9).
- [Cla05] Pierre CLADÉ. « Oscillations de Bloch d'atomes ultrafroids et mesure de la constante de structure fine ». Thèse de doct. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 3 oct. 2005 (p. 20, 48, 51).
- [Cor21] Robin CORGIER, Naceur GAALLOUL, Augusto SMERZI et Luca PEZZÈ. « Delta-Kick Squeezing ». In : *Physical Review Letters* 127.18 (29 oct. 2021), p. 183401. DOI : [10.1103/PhysRevLett.127.183401](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.127.183401) (p. 85).
- [CP48] H. B. G. CASIMIR et D. POLDER. « The Influence of Retardation on the London-van der Waals Forces ». In : *Physical Review* 73.4 (15 fév. 1948), p. 360-372. DOI : [10.1103/PhysRev.73.360](https://doi.org/10.1103/PhysRev.73.360) (p. 4).
- [Dal11] Diego DALVIT, Peter MILONNI, David ROBERTS et Felipe DA ROSA, éd. *Casimir Physics*. T. 834. Lecture Notes in Physics. Berlin, Heidelberg : Springer, 2011. DOI : [10.1007/978-3-642-20288-9](https://doi.org/10.1007/978-3-642-20288-9) (p. 4).
- [Dal13] Jean DALIBARD. « Des cages de lumière pour les atomes : la physique des pièges et des réseaux optiques » (Collège de France). 2013 (p. 20-22, 50).
- [Dal15] Jean DALIBARD. « Une brève histoire des atomes froids » (Collège de France). 2015 (p. 69).
- [Dav18] D. DAVTYAN, S. MACHLUF, M. L. SOUDIEN, J. B. NABER, N. J. van DRUTEN, H. B. van LINDEN VAN DEN HEUVELL et R. J. C. SPREEUW. « Controlling stray electric fields on an atom chip for experiments on Rydberg atoms ». In : *Physical Review A* 97.2 (22 fév. 2018), p. 023418. DOI : [10.1103/PhysRevA.97.023418](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.97.023418) (p. 116).

- [DC85] J. DALIBARD et C. COHEN-TANNOUDJI. « Dressed-atom approach to atomic motion in laser light : the dipole force revisited ». In : *Journal of the Optical Society of America B* 2.11 (1^{er} nov. 1985), p. 1707. DOI : [10.1364/JOSAB.2.001707](https://doi.org/10.1364/JOSAB.2.001707) (p. 17).
- [DD03] V. DRUZHININA et M. DEKIEVIET. « Experimental Observation of Quantum Reflection far from Threshold ». In : *Physical Review Letters* 91.19 (6 nov. 2003), p. 193202. DOI : [10.1103/PhysRevLett.91.193202](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.91.193202) (p. 13).
- [Deco3] R. S. DECCA, D. LÓPEZ, E. FISCHBACH et D. E. KRAUSE. « Measurement of the Casimir Force between Dissimilar Metals ». In : *Physical Review Letters* 91.5 (31 juill. 2003), p. 050402. DOI : [10.1103/PhysRevLett.91.050402](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.91.050402) (p. 8, 10, 12).
- [Deco7] R. S. DECCA, D. LÓPEZ, E. FISCHBACH, G. L. KLIMCHITSKAYA, D. E. KRAUSE et V. M. MOSTEPANENKO. « Tests of new physics from precise measurements of the Casimir pressure between two gold-coated plates ». In : *Physical Review D* 75.7 (23 avr. 2007), p. 077101. DOI : [10.1103/PhysRevD.75.077101](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.75.077101) (p. 10).
- [dLép17] Laure Mercier de LÉPINAY, Benjamin PIGEAU, Benjamin BESGA, Pascal VINCENT, Philippe PONCHARAL et Olivier ARCIZET. « A universal and ultrasensitive vectorial nanomechanical sensor for imaging 2D force fields ». In : *Nature Nanotechnology* 12.2 (2 fév. 2017), p. 156-162. DOI : [10.1038/nnano.2016.193](https://doi.org/10.1038/nnano.2016.193) (p. 8).
- [Gar21] C. GARCION, N. FABRE, H. BRICHA, F. PERALES, S. SCHEEL, M. DUCLOY et G. DUTIER. « Intermediate-Range Casimir-Polder Interaction Probed by High-Order Slow Atom Diffraction ». In : *Physical Review Letters* 127.17 (19 oct. 2021), p. 170402. DOI : [10.1103/PhysRevLett.127.170402](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.127.170402) (p. 13).
- [Gau22] Romain GAUTIER. « Mesures de précision avec un gyromètre-accéléromètre à atomes froids double axes ». Thèse de doct. Sorbonne Université, 3 juin 2022 (p. 61, 86).
- [Gei11] Remi GEIGER. « Senseur inertiel à ondes de matière aéroporté ». Thèse de doct. Université Paris Sud - Paris XI, 17 oct. 2011 (p. 61).
- [Gei20] Remi GEIGER, Arnaud LANDRAGIN, Sébastien MERLET et Franck PEREIRA DOS SANTOS. « High-accuracy inertial measurements with cold-atom sensors ». In : *AVS Quantum Science* 2.2 (juin 2020), p. 024702. DOI : [10.1116/5.0009093](https://doi.org/10.1116/5.0009093) (p. 12, 26).
- [Gil14] P. GILLOT, O. FRANCIS, A. LANDRAGIN, Franck PEREIRA DOS SANTOS et S. MERLET. « Stability comparison of two absolute gravimeters : optical versus atomic interferometers ». In : *Metrologia* 51.5 (juin 2014), p. L15. DOI : [10.1088/0026-1394/51/5/L15](https://doi.org/10.1088/0026-1394/51/5/L15) (p. 12).
- [Gil21] Kevin A. GILMORE, Matthew AFFOLTER, Robert J. LEWIS-SWAN, Diego BARBERENA, Elena JORDAN, Ana Maria REY et John J. BOLLINGER. « Quantum-enhanced sensing of displacements and electric fields with two-dimensional trapped-ion crystals ». In : *Science* 373.6555 (6 août 2021), p. 673-678. DOI : [10.1126/science.abi5226](https://doi.org/10.1126/science.abi5226) (p. 8, 10).

- [Glü00] M. GLÜCK, M. HANKEL, A. R. KOLOVSKY et H. J. KORSCH. « Induced transitions between Wannier ladders ». In : *Journal of Optics B : Quantum and Semiclassical Optics* 2.5 (oct. 2000), p. 612. DOI : [10.1088/1464-4266/2/5/308](https://doi.org/10.1088/1464-4266/2/5/308) (p. 50).
- [GPK10] Andrew A. GERACI, Scott B. PAPP et John KITCHING. « Short-Range Force Detection Using Optically Cooled Levitated Microspheres ». In : *Physical Review Letters* 105.10 (30 août 2010), p. 101101. DOI : [10.1103/PhysRevLett.105.101101](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.105.101101) (p. 10).
- [Gre15] Maxwell D. GREGOIRE, Ivan HROMADA, William F. HOLMGREN, Raisa TRUBKO et Alexander D. CRONIN. « Measurements of the ground-state polarizabilities of Cs, Rb, and K using atom interferometry ». In : *Physical Review A* 92.5 (20 nov. 2015), p. 052513. DOI : [10.1103/PhysRevA.92.052513](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.92.052513) (p. 5).
- [Guo22] Xinxin GUO, Zhongcheng YU, Fansu WEI, Shengjie JIN, Xuzong CHEN, Xiaopeng LI, Xibo ZHANG et Xiaoji ZHOU. « Quantum precision measurement of two-dimensional forces with 10-28-Newton stability ». In : *Science Bulletin* 67.22 (30 nov. 2022), p. 2291-2297. DOI : [10.1016/j.scib.2022.10.027](https://doi.org/10.1016/j.scib.2022.10.027) (p. 8, 11).
- [Ham] HAMAMATSU PHOTONICS. *qCMOS camera vs. EM-CCD camera*. URL : https://camera.hamamatsu.com/jp/en/learn/technical_information/camera_articles/qcmos_vs_emccd.html (visité le 30/09/2023) (p. 83, 84).
- [Har04] T. HARTMANN, F. KECK, H. J. KORSCH et S. MOSSMANN. « Dynamics of Bloch oscillations ». In : *New Journal of Physics* 6.1 (jan. 2004), p. 2. DOI : [10.1088/1367-2630/6/1/002](https://doi.org/10.1088/1367-2630/6/1/002) (p. 12).
- [Har05] D. M. HARBER, J. M. OBRECHT, J. M. MCGUIRK et E. A. CORNELL. « Measurement of the Casimir-Polder force through center-of-mass oscillations of a Bose-Einstein condensate ». In : *Physical Review A* 72.3 (13 sept. 2005), p. 033610. DOI : [10.1103/PhysRevA.72.033610](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.72.033610) (p. 6, 8, 11, 13).
- [Har10] M. HARLANDER, M. BROWNNUTT, W. HÄNSEL et R. BLATT. « Trapped-ion probing of light-induced charging effects on dielectrics ». In : *New Journal of Physics* 12.9 (sept. 2010), p. 093035. DOI : [10.1088/1367-2630/12/9/093035](https://doi.org/10.1088/1367-2630/12/9/093035) (p. 8, 9, 137, 138).
- [Has18] Philipp HASLINGER, Matt JAFFE, Victoria XU, Osip SCHWARTZ, Matthias SONNLEITNER, Monika RITSCH-MARTE, Helmut RITSCH et Holger MÜLLER. « Attractive force on atoms due to blackbody radiation ». In : *Nature Physics* 14.3 (3 mars 2018), p. 257-260. DOI : [10.1038/s41567-017-0004-9](https://doi.org/10.1038/s41567-017-0004-9) (p. 112).
- [Hat12] H. HATTERMANN, M. MACK, F. KARLEWSKI, F. JESSEN, D. CANO et J. FORTÁGH. « Detrimental adsorbate fields in experiments with cold Rydberg gases near surfaces ». In : *Physical Review A* 86.2 (17 août 2012), p. 022511. DOI : [10.1103/PhysRevA.86.022511](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.86.022511) (p. 116, 119).

- [Heb18] Erik HEBESTREIT, Martin FRIMMER, René REIMANN et Lukas NOVOTNY. « Sensing Static Forces with Free-Falling Nanoparticles ». In : *Physical Review Letters* 121.6 (7 août 2018), p. 063602. DOI : [10.1103/PhysRevLett.121.063602](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.121.063602) (p. 8, 11).
- [Hec12] F. HECHT. « New development in freefem++ ». In : *Journal of Numerical Mathematics* 20.3-4 (jan. 2012). DOI : [10.1515/jnum-2012-0013](https://doi.org/10.1515/jnum-2012-0013) (p. 141).
- [Hem17] David HEMPSTON, Jamie VOVROSH, Marko TOROŠ, George WINSTONE, Muddassar RASHID et Hendrik ULBRICHT. « Force sensing with an optically levitated charged nanoparticle ». In : *Applied Physics Letters* 111.13 (28 sept. 2017), p. 133111. DOI : [10.1063/1.4993555](https://doi.org/10.1063/1.4993555) (p. 8).
- [Hil14] Adèle HILICO. « Capture de forces à atomes piégés dans un réseau optique : caractérisation des performances ». Thèse de doct. Paris, Ecole normale supérieure, 8 sept. 2014 (p. 14, 33, 45, 60, 62, 71, 75, 76, 87).
- [Hod95] T. W. HODAPP, C. GERZ, C. FURTLER, C. I. WESTBROOK, W. D. PHILLIPS et J. DALIBARD. « Three-dimensional spatial diffusion in optical molasses ». In : *Applied Physics B* 60.2 (1^{er} fév. 1995), p. 135-143. DOI : [10.1007/BF01135855](https://doi.org/10.1007/BF01135855) (p. 69).
- [Hos16] Onur HOSTEN, Nils J. ENGELSEN, Rajiv KRISHNAKUMAR et Mark A. KASEVICH. « Measurement noise 100 times lower than the quantum-projection limit using entangled atoms ». In : *Nature* 529.7587 (7587 jan. 2016), p. 505-508. DOI : [10.1038/nature16176](https://doi.org/10.1038/nature16176) (p. 86).
- [KKH89] V. I. KUKULIN, V. M. KRASNOPOL'SKY et J. HORÁČEK. *Theory of resonances : principles and applications*. Reidel texts in the mathematical sciences. Dordrecht : Kluwer Academic, 1989. 355 p. (p. 23).
- [Kle06] C. KLEMP, T. van ZOEST, T. HENNINGER, O. TOPIC, E. RASEL, W. ERTMER et J. ARLT. « Ultraviolet light-induced atom desorption for large rubidium and potassium magneto-optical traps ». In : *Physical Review A* 73.1 (24 jan. 2006), p. 013410. DOI : [10.1103/PhysRevA.73.013410](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.73.013410) (p. 135).
- [Klo22] Till KLOSTERMANN, Cesar R. CABRERA, Hendrik von RAVEN, Julian F. WIENAND, Christian SCHWEIZER, Immanuel BLOCH et Monika AIDELSBURGER. « Fast long-distance transport of cold cesium atoms ». In : *Physical Review A* 105.4 (26 avr. 2022), p. 043319. DOI : [10.1103/PhysRevA.105.043319](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.105.043319) (p. 56).
- [Lal14] Athanasios LALIOTIS, Thierry Passerat de SILANS, Isabelle MAURIN, Martial DUCLOY et Daniel BLOCH. « Casimir–Polder interactions in the presence of thermally excited surface modes ». In : *Nature Communications* 5.1 (19 juill. 2014), p. 4364. DOI : [10.1038/ncomms5364](https://doi.org/10.1038/ncomms5364) (p. 13).
- [Lal21] Athanasios LALIOTIS, Bing-Sui LU, Martial DUCLOY et David WILKOWSKI. « Atom-surface physics : A review ». In : *AVS Quantum Science* 3.4 (déc. 2021), p. 043501. DOI : [10.1116/5.0063701](https://doi.org/10.1116/5.0063701) (p. 6, 7, 12, 13).
- [Lam97] S. K. LAMOREAUX. « Demonstration of the Casimir Force in the 0.6 to 6 μm Range ». In : *Physical Review Letters* 78.1 (6 jan. 1997), p. 5-8. DOI : [10.1103/PhysRevLett.78.5](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.78.5) (p. 9, 12).

- [Lan17] M. LANGLOIS, R. CALDANI, A. TRIMECHE, S. MERLET et F. PEREIRA DOS SANTOS. « Differential phase extraction in dual interferometers exploiting the correlation between classical and quantum sensors ». In : *Physical Review A* 96.5 (20 nov. 2017), p. 053624. DOI : [10.1103/PhysRevA.96.053624](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.96.053624) (p. 61, 86).
- [Lang6] A. LANDRAGIN, J.-Y. COURTOIS, G. LABEYRIE, N. VANSTEENKISTE, C. I. WESTBROOK et A. ASPECT. « Measurement of the van der Waals Force in an Atomic Mirror ». In : *Physical Review Letters* 77.8 (19 août 1996), p. 1464-1467. DOI : [10.1103/PhysRevLett.77.1464](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.77.1464) (p. 13).
- [Le 08] J. LE GOUËT, T.E. MEHLSTÄUBLER, J. KIM, S. MERLET, A. CLAIRON, A. LANDRAGIN et F. PEREIRA DOS SANTOS. « Limits to the sensitivity of a low noise compact atomic gravimeter ». In : *Applied Physics B* 92.2 (1^{er} août 2008), p. 133-144. DOI : [10.1007/s00340-008-3088-1](https://doi.org/10.1007/s00340-008-3088-1) (p. 86).
- [Lév09] T. LÉVÈQUE, A. GAUGUET, F. MICHAUD, F. PEREIRA DOS SANTOS et A. LANDRAGIN. « Enhancing the Area of a Raman Atom Interferometer Using a Versatile Double-Diffraction Technique ». In : *Physical Review Letters* 103.8 (21 août 2009), p. 080405. DOI : [10.1103/PhysRevLett.103.080405](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.103.080405) (p. 61).
- [Lod12] Jérôme LODEWYCK, Michal ZAWADA, Luca LORINI, Mikhail GUROV et Pierre LEMONDE. « Observation and cancellation of the dc Stark shift in strontium optical lattice clocks ». In : *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control* 59.3 (mars 2012), p. 411-415. DOI : [10.1109/TUFFC.2012.2209](https://doi.org/10.1109/TUFFC.2012.2209) (p. 126, 135).
- [LW05] Pierre LEMONDE et Peter WOLF. « Optical lattice clock with atoms confined in a shallow trap ». In : *Physical Review A* 72.3 (16 sept. 2005), p. 033409. DOI : [10.1103/PhysRevA.72.033409](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.72.033409) (p. 14, 24).
- [Mal22] Benjamin K. MALIA, Yunfan WU, Julián MARTÍNEZ-RINCÓN et Mark A. KASEVICH. « Distributed quantum sensing with mode-entangled spin-squeezed atomic states ». In : *Nature* 612.7941 (7941 déc. 2022), p. 661-665. DOI : [10.1038/s41586-022-05363-z](https://doi.org/10.1038/s41586-022-05363-z) (p. 86).
- [Mau16a] A. MAURY, M. DONAIRE, M.-P. GORZA, A. LAMBRECHT et R. GUÉROUT. « Surface-modified Wannier-Stark states in a one-dimensional optical lattice ». In : *Physical Review A* 94.5 (2 nov. 2016), p. 053602. DOI : [10.1103/PhysRevA.94.053602](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.94.053602) (p. 40, 41).
- [Mau16b] Axel MAURY. « Effet Casimir-Polder sur des atomes piégés ». Thèse de doct. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 27 sept. 2016 (p. 22, 34-36, 40, 135).
- [McGo4] J. M. MCGUIRK, D. M. HARBER, J. M. OBRECHT et E. A. CORNELL. « Alkali-metal adsorbate polarization on conducting and insulating surfaces probed with Bose-Einstein condensates ». In : *Physical Review A* 69.6 (22 juin 2004), p. 062905. DOI : [10.1103/PhysRevA.69.062905](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.69.062905) (p. 114, 116, 137).

- [Mes11] Riccardo MESSINA, Sophie PELISSON, Marie-Christine ANGININ et Peter WOLF. « Atomic states in optical traps near a planar surface ». In : *Physical Review A* 83.5 (12 mai 2011), p. 052111. DOI : [10.1103/PhysRevA.83.052111](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.83.052111) (p. 3, 146).
- [Meu94] M. MEUCCI, E. MARIOTTI, P. BICCHI, C. MARINELLI et L. MOI. « Light-Induced Atom Desorption ». In : *Europhysics Letters* 25.9 (mars 1994), p. 639. DOI : [10.1209/0295-5075/25/9/001](https://doi.org/10.1209/0295-5075/25/9/001) (p. 135).
- [Mon20] Fernando MONTEIRO, Wenqiang LI, Gadi AFEK, Chang-ling LI, Michael MOSSMAN et David C. MOORE. « Force and acceleration sensing with optically levitated nanogram masses at microkelvin temperatures ». In : *Physical Review A* 101.5 (15 mai 2020), p. 053835. DOI : [10.1103/PhysRevA.101.053835](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.101.053835) (p. 8).
- [Mor20] Léo MOREL, Zhibin YAO, Pierre CLADÉ et Saïda GUELLATI-KHÉLIFA. « Determination of the fine-structure constant with an accuracy of 81 parts per trillion ». In : *Nature* 588.7836 (7836 déc. 2020), p. 61-65. DOI : [10.1038/s41586-020-2964-7](https://doi.org/10.1038/s41586-020-2964-7) (p. 56).
- [Mos13] J. MOSER, J. GÜTTINGER, A. EICHLER, M. J. ESPLANDIU, D. E. LIU, M. I. DYKMAN et A. BACHTOLD. « Ultrasensitive force detection with a nanotube mechanical resonator ». In : *Nature Nanotechnology* 8.7 (7 juill. 2013), p. 493-496. DOI : [10.1038/nnano.2013.97](https://doi.org/10.1038/nnano.2013.97) (p. 8, 10).
- [MR01] H. J. MAMIN et D. RUGAR. « Sub-attoneutron force detection at millikelvin temperatures ». In : *Applied Physics Letters* 79.20 (12 nov. 2001), p. 3358-3360. DOI : [10.1063/1.1418256](https://doi.org/10.1063/1.1418256) (p. 8, 10).
- [MR98] U. MOHIDEEN et Anushree ROY. « Precision Measurement of the Casimir Force from 0.1 to 0.9 μm ». In : *Physical Review Letters* 81.21 (23 nov. 1998), p. 4549-4552. DOI : [10.1103/PhysRevLett.81.4549](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.81.4549) (p. 8, 12).
- [Mue15] W. MUESSEL, H. STROBEL, D. LINNEMANN, T. ZIBOLD, B. JULIÁ-DÍAZ et M. K. OBERHALER. « Twist-and-turn spin squeezing in Bose-Einstein condensates ». In : *Physical Review A* 92.2 (3 août 2015), p. 023603. DOI : [10.1103/PhysRevA.92.023603](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.92.023603) (p. 85).
- [Obro07] J. M. OBRECHT, R. J. WILD, M. ANTEZZA, L. P. PITAEVSKII, S. STRINGARI et E. A. CORNELL. « Measurement of the Temperature Dependence of the Casimir-Polder Force ». In : *Physical Review Letters* 98.6 (8 fév. 2007), p. 063201. DOI : [10.1103/PhysRevLett.98.063201](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.98.063201) (p. 6, 11, 13).
- [OHa01] K. M. O'HARA, M. E. GEHM, S. R. GRANADE et J. E. THOMAS. « Scaling laws for evaporative cooling in time-dependent optical traps ». In : *Physical Review A* 64.5 (12 oct. 2001), p. 051403. DOI : [10.1103/PhysRevA.64.051403](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.64.051403) (p. 47).
- [OWC07] J. M. OBRECHT, R. J. WILD et E. A. CORNELL. « Measuring electric fields from surface contaminants with neutral atoms ». In : *Physical Review A* 75.6 (19 juin 2007), p. 062903. DOI : [10.1103/PhysRevA.75.062903](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.75.062903) (p. 114, 116, 119, 125, 133, 135, 137).

- [Pel12] Sophie PELISSON. « Étude d'états atomiques à proximité d'une surface massive - Application à l'expérience FORCA-G ». Thèse de doct. Observatoire de Paris, 25 oct. 2012 (p. 23, 34, 35).
- [Pel13a] Sophie PELISSON, Riccardo MESSINA, Marie-Christine ANGININ et Peter WOLF. « Lifetimes of atoms trapped in an optical lattice in proximity of a surface ». In : *Physical Review A* 88.1 (15 juill. 2013), p. 013411. DOI : [10.1103/PhysRevA.88.013411](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.88.013411) (p. 23).
- [Pel13b] B. PELLE, A. HILICO, G. TACKMANN, Q. BEAUFILS et F. PEREIRA DOS SANTOS. « State-labeling Wannier-Stark atomic interferometers ». In : *Physical Review A* 87.2 (4 fév. 2013), p. 023601. DOI : [10.1103/PhysRevA.87.023601](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.87.023601) (p. 107, 109).
- [Pel13c] Bruno PELLE. « Interféromètres atomiques dans un réseau optique ». Thèse de doct. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 16 oct. 2013 (p. 14, 33, 58, 62, 71, 75, 86).
- [Per09] F. PEREIRA DOS SANTOS, P. WOLF, A. LANDRAGIN, M.-C. ANGININ, P. LEMONDE, S. BIZE, A. CLAIRON, A. LAMBRECHT, B. LAMINE et S. REYNAUD. « Measurement of short range forces using cold atoms ». In : *Frequency Standards and Metrology*. Proceedings of the 7th Symposium. Asilomar Conference Grounds, Pacific Grove, CA, USA : WORLD SCIENTIFIC, mai 2009, p. 44-52. DOI : [10.1142/9789812838223_0004](https://doi.org/10.1142/9789812838223_0004) (p. 14, 121).
- [Pol10] S. E. POLLACK, M. D. TURNER, S. SCHLAMMINGER, C. A. HAGEDORN et J. H. GUNDLACH. « Charge management for gravitational-wave observatories using UV LEDs ». In : *Physical Review D* 81.2 (21 jan. 2010), p. 021101. DOI : [10.1103/PhysRevD.81.021101](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.81.021101) (p. 137).
- [PY16] Eugene S. POLZIK et Jun YE. « Entanglement and spin squeezing in a network of distant optical lattice clocks ». In : *Physical Review A* 93.2 (17 fév. 2016), p. 021404. DOI : [10.1103/PhysRevA.93.021404](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.93.021404) (p. 86).
- [Raa87] E. L. RAAB, M. PRENTISS, Alex CABLE, Steven CHU et D. E. PRITCHARD. « Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure ». In : *Physical Review Letters* 59.23 (7 déc. 1987), p. 2631-2634. DOI : [10.1103/PhysRevLett.59.2631](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.59.2631) (p. 43).
- [Ran16] Gambhir RANJIT, Mark CUNNINGHAM, Kirsten CASEY et Andrew A. GERACI. « Zeptonewton force sensing with nanospheres in an optical lattice ». In : *Physical Review A* 93.5 (2 mai 2016), p. 053801. DOI : [10.1103/PhysRevA.93.053801](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.93.053801) (p. 8, 9).
- [Roy16] Richard ROY, Alaina GREEN, Ryan BOWLER et Subhadeep GUPTA. « Rapid cooling to quantum degeneracy in dynamically shaped atom traps ». In : *Physical Review A* 93.4 (4 avr. 2016), p. 043403. DOI : [10.1103/PhysRevA.93.043403](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.93.043403) (p. 147).

- [Scho4] D. SCHRADER, I. DOTSENKO, M. KHUDAVERDYAN, Y. MIROSHNYCHENKO, A. RAUSCHENBEUTEL et D. MESCHEDE. « Neutral Atom Quantum Register ». In : *Physical Review Letters* 93.15 (6 oct. 2004), p. 150501. DOI : [10.1103/PhysRevLett.93.150501](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.93.150501) (p. 121).
- [Sch14] Sydney SCHREPPLER, Nicolas SPETHMANN, Nathan BRAHMS, Thierry BOTTER, Maryrose BARRIOS et Dan M. STAMPER-KURN. « Optically measuring force near the standard quantum limit ». In : *Science* 344.6191 (27 juin 2014), p. 1486-1489. DOI : [10.1126/science.1249850](https://doi.org/10.1126/science.1249850) (p. 8, 10).
- [Sed16] J. A. SEDLACEK, E. KIM, S. T. RITTENHOUSE, P. F. WECK, H. R. SADEGHPOUR et J. P. SHAFFER. « Electric Field Cancellation on Quartz by Rb Adsorbate-Induced Negative Electron Affinity ». In : *Physical Review Letters* 116.13 (30 mars 2016), p. 133201. DOI : [10.1103/PhysRevLett.116.133201](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.116.133201) (p. 116).
- [SJS10] M. S. SAFRONOVA, Dansha JIANG et U. I. SAFRONOVA. « Blackbody radiation shift in the Rb 87 frequency standard ». In : *Physical Review A* 82.2 (23 août 2010), p. 022510. DOI : [10.1103/PhysRevA.82.022510](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.82.022510) (p. 126).
- [SO17] Ravid SHANIV et Roei OZERI. « Quantum lock-in force sensing using optical clock Doppler velocimetry ». In : *Nature Communications* 8.1 (1 10 fév. 2017), p. 14157. DOI : [10.1038/ncomms14157](https://doi.org/10.1038/ncomms14157) (p. 8, 10).
- [Sol16a] C. SOLARO, A. BONNIN, F. COMBES, M. LOPEZ, X. ALAUZE, J.-N. FUCHS, F. PIÉCHON et F. PEREIRA DOS SANTOS. « Competition between Spin Echo and Spin Self-Rephasing in a Trapped Atom Interferometer ». In : *Physical Review Letters* 117.16 (14 oct. 2016), p. 163003. DOI : [10.1103/PhysRevLett.117.163003](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.117.163003) (p. 15).
- [Sol16b] Cyrille SOLARO. « Interféromètres atomiques piégés : du régime dilué au régime dense ». Thèse de doct. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 3 nov. 2016 (p. 3, 14, 15, 32, 43, 47, 61, 71, 74, 75).
- [Sor01] Yvan R. P. SORTAIS. « Construction d'une fontaine double à atomes froids de 87Rb et 133Cs ; Etude des effets dépendant du nombre d'atomes dans une fontaine ». Thèse de doct. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 20 déc. 2001 (p. 30).
- [Sor09] F. SORRENTINO, A. ALBERTI, G. FERRARI, V. V. IVANOV, N. POLI, M. SCHIOPPO et G. M. TINO. « Quantum sensor for atom-surface interactions below $10\ \mu\text{m}$ ». In : *Physical Review A* 79.1 (9 jan. 2009), p. 013409. DOI : [10.1103/PhysRevA.79.013409](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.79.013409) (p. 8, 11, 13, 103).
- [Ste] Daniel A. STECK. *Rubidium 87 D Line Data* (p. 63, 68).
- [Str15] Nicolas STRANIERO, Jérôme DEGALLAIX, Raffaele FLAMINIO, Laurent PINARD et Gianpietro CAGNOLI. « Realistic loss estimation due to the mirror surfaces in a 10 meters-long high finesse Fabry-Perot filter-cavity ». In : *Optics Express* 23.16 (10 août 2015), p. 21455-21476. DOI : [10.1364/OE.23.021455](https://doi.org/10.1364/OE.23.021455) (p. 78-80).

- [SUK14] E. J. SALUMBIDES, W. UBACHS et V. I. KOROBV. « Bounds on fifth forces at the sub-Ålength scale ». In : *Journal of Molecular Spectroscopy*. Spectroscopic Tests of Fundamental Physics 300 (1^{er} juin 2014), p. 65-69. DOI : [10.1016/j.jms.2014.04.003](https://doi.org/10.1016/j.jms.2014.04.003) (p. 2).
- [Suk93] C. I. SUKENIK, M. G. BOSHIER, D. CHO, V. SANDOGHDAR et E. A. HINDS. « Measurement of the Casimir-Polder force ». In : *Physical Review Letters* 70.5 (1^{er} fév. 1993), p. 560-563. DOI : [10.1103/PhysRevLett.70.560](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.70.560) (p. 13).
- [Sus11a] A. O. SUSHKOV, W. J. KIM, D. A. R. DALVIT et S. K. LAMOREAUX. « New Experimental Limits on Non-Newtonian Forces in the Micrometer Range ». In : *Physical Review Letters* 107.17 (17 oct. 2011), p. 171101. DOI : [10.1103/PhysRevLett.107.171101](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.107.171101) (p. 8).
- [Sus11b] A. O. SUSHKOV, W. J. KIM, D. A. R. DALVIT et S. K. LAMOREAUX. « Observation of the thermal Casimir force ». In : *Nature Physics* 7.3 (mars 2011), p. 230-233. DOI : [10.1038/nphys1909](https://doi.org/10.1038/nphys1909) (p. 6, 12).
- [Szi20] Stuart S. SZIGETI, Samuel P. NOLAN, John D. CLOSE et Simon A. HAINE. « High-Precision Quantum-Enhanced Gravimetry with a Bose-Einstein Condensate ». In : *Physical Review Letters* 125.10 (3 sept. 2020), p. 100402. DOI : [10.1103/PhysRevLett.125.100402](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.125.100402) (p. 85).
- [Tac11] Gunnar TACKMANN, Bruno PELLE, Adèle HILICO, Quentin BEAUFILS et Franck PEREIRA DOS SANTOS. « Raman laser spectroscopy of Wannier Stark states ». In : *Physical Review A* 84.6 (22 déc. 2011), p. 063422. DOI : [10.1103/PhysRevA.84.063422](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.84.063422) (p. 14, 57).
- [Tac13] Gunnar TACKMANN. « Raman interferometry with free-falling and trapped atoms ». Thèse de doct. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI ; Leibniz Universität Hannover, 25 sept. 2013 (p. 33, 58, 71, 89).
- [Tar12] M. G. TARALLO, A. ALBERTI, N. POLI, M. L. CHIOFALO, F.-Y. WANG et G. M. TINO. « Delocalization-enhanced Bloch oscillations and driven resonant tunneling in optical lattices for precision force measurements ». In : *Physical Review A* 86.3 (14 sept. 2012), p. 033615. DOI : [10.1103/PhysRevA.86.033615](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.86.033615) (p. 11, 86).
- [Tar14] M. G. TARALLO, T. MAZZONI, N. POLI, D. V. SUTYRIN, X. ZHANG et G. M. TINO. « Test of Einstein Equivalence Principle for o-Spin and Half-Integer-Spin Atoms : Search for Spin-Gravity Coupling Effects ». In : *Physical Review Letters* 113.2 (8 juill. 2014), p. 023005. DOI : [10.1103/PhysRevLett.113.023005](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.113.023005) (p. 8, 12, 14).
- [Tau10] Atreju TAUSCHINSKY, Rutger M. T. THIJSSEN, S. WHITLOCK, H. B. van LINDEN VAN DEN HEUVELL et R. J. C. SPREEUW. « Spatially resolved excitation of Rydberg atoms and surface effects on an atom chip ». In : *Physical Review A* 81.6 (10 juin 2010), p. 063411. DOI : [10.1103/PhysRevA.81.063411](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.81.063411) (p. 116).

- [Tin14] G. M. TINO. « Testing gravity with atom interferometry ». In : *Atom Interferometry*. IOS Press, 2014, p. 457-491. DOI : [10.3254/978-1-61499-448-0-457](https://doi.org/10.3254/978-1-61499-448-0-457) (p. 80, 99).
- [Tin21] Guglielmo M TINO. « Testing gravity with cold atom interferometry : results and prospects ». In : *Quantum Science and Technology* 6.2 (1^{er} avr. 2021), p. 024014. DOI : [10.1088/2058-9565/abd83e](https://doi.org/10.1088/2058-9565/abd83e) (p. 80).
- [Tor15] Lara TORRALBO-CAMPO, Graham D. BRUCE, Giuseppe SMIRNE et Donatella CASSETTARI. « Light-induced atomic desorption in a compact system for ultracold atoms ». In : *Scientific Reports* 5.1 (13 oct. 2015), p. 14729. DOI : [10.1038/srep14729](https://doi.org/10.1038/srep14729) (p. 135).
- [Val17] G. VALLET, E. BOOKJANS, U. EISMANN, S. BILICKI, R. Le TARGAT et J. LODWYCK. « A noise-immune cavity-assisted non-destructive detection for an optical lattice clock in the quantum regime ». In : *New Journal of Physics* 19.8 (août 2017), p. 083002. DOI : [10.1088/1367-2630/aa7c84](https://doi.org/10.1088/1367-2630/aa7c84) (p. 86).
- [Wig16] P. B. WIGLEY et al. « Fast machine-learning online optimization of ultracold-atom experiments ». In : *Scientific Reports* 6.1 (sept. 2016), p. 25890. DOI : [10.1038/srep25890](https://doi.org/10.1038/srep25890) (p. 147).
- [Wol07] Peter WOLF, Pierre LEMONDE, Astrid LAMBRECHT, Sébastien BIZE, Arnaud LANDRAGIN et André CLAIRON. « From optical lattice clocks to the measurement of forces in the Casimir regime ». In : *Physical Review A* 75.6 (8 juin 2007), p. 063608. DOI : [10.1103/PhysRevA.75.063608](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.75.063608) (p. 14, 25).
- [Zen34] Clarence ZENER. « A theory of the electrical breakdown of solid dielectrics ». In : *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character* 145.855 (juill. 1934), p. 523-529. DOI : [10.1098/rspa.1934.0116](https://doi.org/10.1098/rspa.1934.0116) (p. 20, 21).
- [Zha23] Tao ZHANG, Le-Le CHEN, Yu-Biao SHU, Wen-Jie XU, Yuan CHENG, Qin LUO, Zhong-Kun HU et Min-Kang ZHOU. « Ultrahigh-Sensitivity Bragg Atom Gravimeter and its Application in Testing Lorentz Violation ». In : *Physical Review Applied* 20.1 (31 juill. 2023), p. 014067. DOI : [10.1103/PhysRevApplied.20.014067](https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.20.014067) (p. 12).

Sujet : Mesure des interactions atomes-surface avec un capteur quantique à atomes froids

Résumé : Ce manuscrit présente les premières mesures de force à faible distance entre un atome et une surface, qui constituait l'objectif à terme du projet ForcaG. La mesure de force est réalisée par interférométrie avec des atomes piégés dans les puits de potentiel formés par un réseau optique vertical. Des transitions Raman stimulées permettent de mesurer la différence d'énergie entre deux puits, c'est-à-dire la force appliquée sur les atomes. En déplaçant les atomes à différentes distances du miroir de manière contrôlée à l'aide d'un ascenseur de Bloch, il est possible de mesurer les variations des forces de surface avec une résolution spatiale de l'ordre du micromètre. Au voisinage de la surface, une sensibilité sur la mesure de force de $3,4 \times 10^{-28}$ N a été atteinte, à l'état de l'art pour les mesures de force de surface. À des distances de séparation atome-surface inférieure à la centaine de micromètres, des forces électrostatiques dominent, liées aux champs électrostatiques générés par des atomes adsorbés sur la surface. En modélisant ces champs, une autre force est mise en évidence : la force de Casimir-Polder. Ces champs électriques parasites ont pu être mesurés directement avec les atomes piégés, permettant de corriger, quoique imparfaitement, les mesures de l'impact des forces électrostatiques. Enfin, nous avons montré que l'amplitude et le sens des forces atomes-surface étaient modifiés par l'illumination de la surface par de la lumière UV, qui entraîne la charge la surface.

Mots clés : interférométrie atomique, atomes froids, Casimir-Polder, atomes piégés

Subject : Probing atom-surface interactions with an atomic quantum sensor

Abstract : This thesis presents the first force measurements at close range between an atom and a surface, which was the ultimate objective of the ForcaG project. The force is measured by atom interferometry with atoms trapped in potential wells formed by a vertical optical lattice. Stimulated Raman transitions are used to measure the energy difference between two wells, i.e. the force applied to the atoms. By moving the atoms to different distances from the mirror in a controlled manner using a Bloch lift, it is possible to measure variations in surface forces with a spatial resolution of the order of a micrometre. In the vicinity of the surface, a force measurement sensitivity of $3,4 \times 10^{-28}$ N has been achieved, which is state-of-the-art for surface force measurements. At atom-surface distances of less than a hundred micrometres, electrostatic forces dominate, due to the electrostatic fields generated by atoms adsorbed on the surface. By modelling these fields, another force is highlighted : the Casimir-Polder force. These parasitic electric fields have been measured directly with the trapped atoms, making it possible to correct, albeit imperfectly, the measurements of the impact of the electrostatic forces. Finally, we have shown that the amplitude and the orientation of the atom-surface forces are modified by the illumination of the surface with UV light, which charges the surface.

Keywords : Atom interferometer, cold atoms, Casimir-Polder, trapped atoms