



HAL
open science

Conception et réalisation d'un gradiomètre de gravité à atomes froids

Mehdi Langlois

► **To cite this version:**

Mehdi Langlois. Conception et réalisation d'un gradiomètre de gravité à atomes froids. Physique Quantique [quant-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2017. Français. NNT: 2017PA066513. tel-01868516

HAL Id: tel-01868516

<https://theses.hal.science/tel-01868516>

Submitted on 5 Sep 2018

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 L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE**

**École Doctorale *Physique en Île-de-France* :
Spécialité Physique Quantique**

**réalisée au
Laboratoire SYstèmes de Référence Temps-Espace
de l'Observatoire de Paris**

**présentée par
Mehdi LANGLOIS**

**pour obtenir le grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE**

**Sujet de la thèse :
Conception et réalisation d'un gradiomètre
de gravité à atomes froids**

soutenance prévue le 21/12/2017 devant le jury composé de :

M.	Christophe	DAUSSY	Rapporteur
Mme	Laurence	PRUVOST	Rapporteur
Mme	Saïda	GUELLATI-KHÉLIFA	Présidente du jury
M.	Philippe	BOUYER	Examineur
M.	Franck	PEREIRA DOS SANTOS	Directeur de thèse
M.	Sébastien	MERLET	Invité
M.	Bruno	DESRUELLE	Invité

À ma mère

Remerciements

Mes travaux de thèse ont été réalisés au laboratoire du SYRTE à l'Observatoire de Paris et ont été financés par le CNRS et Muquans. Je souhaite les remercier de m'avoir donné l'opportunité d'effectuer ma thèse.

Je tiens à remercier les membres de mon jury d'avoir accepté la fastidieuse tâche de lire mon manuscrit de thèse et de s'être tous montrés flexibles pour s'accorder sur une date pour ma soutenance. **Saïda GUELLATI-KHÉLIFA** présidente de mon jury et **Philippe BOUYER** examinateur, pour l'intérêt qu'ils ont montré envers mes travaux et leur remarques intéressantes. **Bruno DESRUELLE**, présent en tant que membre invité, qui m'a soutenu et a cru en moi durant toute ma thèse, et même avant. **Laurence PRUVOST** et **Christophe DAUSSY** mes rapporteurs, qui ont lu en détail et avec beaucoup de sérieux mon manuscrit et qui ont en plus pris le temps de discuter avec moi de l'organisation de mon manuscrit, s'il est aujourd'hui plus compréhensible c'est en partie grâce à eux et à leurs remarques constructives.

L'expérience sur laquelle j'ai effectué mes travaux ayant débuté avec ma thèse, l'aide des pôles technologiques a été très précieuse. Je veux donc remercier le service MUTA. Avec les personnes de l'atelier mécaniques, **Stevens RAVILY**, **Laurent PELAY** du LERMA et **Jean-Pierre Aoustin** du GEPI qui, en plus de réaliser des travaux méticuleux, sont toujours ravis d'aider à trouver des solutions. J'ai passé de très bons moments avec vous lors des pauses café dans votre atelier. **Florence CORNU**, qui était chargée du montage ultra-vide lors de ma thèse, partie assez critique de l'expérience. Elle a toujours répondu à mes demandes avec le sourire, et est toujours partante pour discuter de sport. **Bertrand VENON** qui, malgré son caractère belliqueux qui rend difficile les échanges, a dessiné l'ensemble de l'expérience. **David HOLLEVILLE**, le responsable du service MUTA (et mon ancien chef sur le projet Rubiclock avant ma thèse), qui en plus de toujours proposer des solutions sur la conception et le montage est toujours disponible pour discuter de physique atomique avec une grande pédagogie. J'ai passé de très bons moments avec toi et ai beaucoup appris à tes côtés. Je remercie aussi le pôle électronique R&D. **José PINO**, la personne capable de réaliser les soudures les plus fines et précises que je connaisse, tout en discutant des dernières voitures puissantes sorties. **Laurent VOLODIMER**, qui s'est occupé de la partie électronique embarquée et qui n'a jamais hésité à prendre le temps qu'il fallait pour que nos DDS fonctionnent parfaitement. **Michel LOURS**, le *grand manitou*, responsable du pôle électronique R&D, toujours disponible pour proposer des solutions auxquelles nous n'avions pas pensé, et pour plaisanter. Sans oublier le pôle instrumental du GEPI. **David HORVILLE**, qui a dessiné le système optique de la détection par temps de vol et qui est toujours très accessible. Les personnes de la salle blanche, **Josiane FIRMINY** et **Florent REIX** toujours disponibles pour aider, **Christine CHAUMONT** qui a passée beaucoup de temps à m'initier sur les différents instruments et l'a toujours fait avec bonne humeur, et **Faouzi BOUSSAHA** le responsable de la salle blanche qui a tout fait pour faciliter l'accès aux installations. Les résultats sur le processus de fabrication de puce à atomes ont pu être obtenus dans un délai court grâce à leur investissement. Je remercie aussi le service informatique, avec **Gilles SAKOUN** qui s'est montré très aidant à chaque fois que j'avais besoin d'aide.

Et le service administration et gestion, avec **Pascal BAUDOIN**, mais surtout **Christel COMTE** et **Francia DECOSTIER** qui en plus d'avoir été très efficaces concernant les commandes et les déplacements sont toujours de bonne humeur. Entendre vos fous rires quotidiens à l'autre bout du couloir m'a souvent donné le sourire.

Je tiens à remercier les stagiaires qui ont travaillé avec moi lors de ma thèse. **Martin MAZET**, avec qui j'ai passé de longs moments à caractériser le miroir déformable. **Pierre WALCH**, avec qui j'ai monté l'injection de la détection. **Claire LI**, **Pierre-Alix CARLES** et **Jeanne BERNARD** avec qui j'ai travaillé sur le banc laser fibré. **Helmy CHEKIR**, avec qui j'ai réalisé les premières caractérisations de l'ascenseur à atomes. Travailler avec chacun de vous à été une expérience enrichissante. Je remercie aussi **Romain CALDANI**, doctorant qui m'a rejoint sur le projet du gadiomètre lors de ma dernière année de thèse et qui a réalisé certaines des mesures de gradient que j'ai présentées dans ce manuscrit. Mes remerciements doivent être toutefois nuancés, car j'ai travaillé avec **Azer TRIMECHE**, post-doc arrivé au milieu de ma thèse, **Sébastien MERLET**, mon co-encadrant de thèse, et **Franck PEREIRA DOS SANTOS**, mon directeur de thèse. Mais d'une mauvaise situation j'ai choisi d'y trouver le positif, grâce à vous trois je suis sorti de mon utopie scientifique dans laquelle seul compte l'intérêt collectif et où chacun s'entraide.

Je remercie toutes les personnes de l'équipe Interférométrie Atomique et Capteurs Inertiels, avec qui j'échangeais régulièrement sur nos expériences. En commençant par les personnes de l'atelier 2, l'expérience ForçaG, que j'ai régulièrement dérangées tout au long de ma thèse pour me servir dans leur réserve de composants optiques. **Adèle HILICO**, qui a fini sa thèse lorsque je commençais la mienne et qui a toujours pris du temps pour discuter et donner des conseils. **Matthias LOPEZ**, toujours très vivant et ravi de donner un coup de main. J'ai beaucoup rigolé avec toi, au labo et en conférence. **Alexis BONNIN**, que je pense n'avoir jamais vu sans le sourire, toujours ravi de discuter de sciences ou autre. **Bruno PELLE**, même s'il avait déjà soutenu sa thèse avant que je ne commence la mienne, les quelques fois où nous avons discuté ont toujours été très agréables. **Xavier ALAUZE**, aussi sympa que scientifiquement curieux, avec qui j'ai passé de bons moments à discuter devant les ateliers. **Cyrille SOLARO**, le meilleur, qui est à la fois très intéressé par la science, humble et très drôle. Tu es sans conteste la personne de l'Observatoire avec qui j'ai eu le plus de fous rires. Je remercie aussi les exilés de Trappes sur le Gravi. **Almazbek IMANALIEV**, toujours très sympa, **Romain KARCHER**, d'une tranquillité incroyable et **Pierre GILLOT**, mon camarade de Master 2, qui peut transformer n'importe quelle discussion sérieuse en rigolade. Je remercie aussi **Denis SAVOIE**, avec qui j'étais dans une féroce course pour soutenir notre manuscrit en premier, à l'heure près. **Indranil DUTTA**, avec qui j'ai partagé le même bureau, qui est aussi fêtard que gentil (même si tu m'as spoilé la fin de la saison 5 de *Game of Thrones*). **Rémi GEIGER**, très sympa et d'une grande honnêteté intellectuelle. **Marc-Antoine BUCHET**, avec qui on peut discuter de n'importe quel sujet, j'ai passé des moments très sympas avec toi lors de nos rédactions de manuscrits. **Jean-Marc MARTIN** et **Murtaza ALI KHAN**, avec qui j'ai travaillé dans la salle blanche sur la conception de puce à atomes. **Satyanarayana BADE**, le pro du Rubik's Cube. **Théo LAUDAT**, incroyablement zen et toujours sympa. **Konstantin OTT** et **Ralf KOHLHAAS**, toujours souriants. **Ramon SZMUK**, toujours disponible pour

aider. **Nicolas MIÉLEC**, très calme et sympa. Mais surtout **Louis AMAND**, mon pote, qui est quelqu'un d'authentique, sérieux au travail et tout aussi génial à l'extérieur. Et **Jean LAUTIER**, qui a joué le rôle d'aîné lors de ses passages au laboratoire en prenant toujours du temps pour me donner de précieux conseils.

Mes remerciements ne seraient pas complets sans citer l'équipe Histoire de l'Astronomie, sans contester l'équipe la plus cool du SYRTE. **Christophe SCHMIT**, avec qui j'ai partagé un temps le même bureau, qui est une personne humble et super sympa, et qui m'a conseillé sur l'introduction historique de mon manuscrit. **Meropi MORFOULI**, ma collègue thésard avec qui j'ai aussi partagé le même bureau, à la bonne humeur et au dynamisme contagieux. **Matthieu HUSSON**, le triathlète qui possède toujours des blagues en réserve. **Galla TOPALIAN**, avec qui on peut discuter de tout. **Anuj MISRA**, très sociable et drôle. **Françoise LAUNAY** et **Marie JACOB**, toujours de bonne humeur, et **Suzanne DÉBARBAT**, la mémoire de l'Observatoire. Je n'oublierai pas nos discussions vivantes lors des déjeuners qui donnent de l'énergie pour attaquer la fin de la journée.

Je remercie aussi tous les gens que j'ai côtoyé au laboratoire du SYRTE. Les doctorants avec qui nous avons partagé nos expériences de thésards, **Grégoire VALLET** l'instigateur des petits déjeuners au labo, **Charles PHILIPPE**, **Maxime FAVIER**, **Romain BOUCHAND**, **Slawomir BILICKI** et **Olivier GOBRON**, toujours dans la bonne humeur. Ceux avec lesquels j'ai passé de bons moments en conférence **Hélène PHILANLE BARS**, **Valentin CAMBIER** et **Nicolas Galland**. Ceux avec lesquels j'ai beaucoup ri en conférence et au labo, **Adrien BOURGOIN** et **Édouard RICHARD**. Les personnes avec lesquelles je discutais de tous les sujets, **Clément COURVOISIER**, **Éric CHEA**, **Hervé LE GOFF**, **Adrien ROUX** et **Florian FRANK**. Ceux que je côtoyais avec plaisir au labo **Tommaso MAZZONI**, **Sinda MEJRI** et **Katharina PREDEHL**. Ainsi que les chercheurs toujours ravis de discuter et plaisanter avec les jeunes doctorants, **Christophe LE PONCIN-LAFFITE**, **Frédéric MEYNADIER**, **Marie-Christine ANGONIN**, **Philip TUCKEY**, **Émeric DECLERCQ** et **Ouali ACEF**. **Christian BORDÉ**, qui est toujours ravi d'expliquer des principes physiques. **Pacôme DELVA** et **Rodolphe LETARGAT**, qui ont toujours le mot pour rire. **Noël DIMARCQ**, qui était directeur du laboratoire à mon arrivée au SYRTE, qui est très abordable et porte beaucoup d'intérêt aux expériences en cours.

Aussi, lors de ma dernière année de thèse j'ai eu la chance d'effectuer une mission d'enseignement en mathématiques à l'Université Paris-Sud XI. Pour cela je remercie **Guy DAVID** le vice-président enseignement du département de mathématiques, de m'avoir accordé cette opportunité, ainsi que **Christian GÉRARD**, responsable d'enseignement d'algèbre linéaire, et **Pascal GAMBLIN**, responsable d'enseignement d'analyse et convergence, grâce à qui j'ai beaucoup appris. Cette expérience a été très riche et très stimulante.

Je finirai mes remerciements par les personnes extérieures à mes travaux de recherche mais dont l'interaction a compté lors de mes années de thèse. À commencer par ma mère **Patricia LANGLOIS**, à qui je dédie ce manuscrit, qui m'a toujours soutenu et cru en moi peu importe mes choix. La famille **LE RALLE**, ma deuxième famille, qui m'a beaucoup aidé dans mes choix d'études. Ma famille et mes amis qui m'ont inconditionnellement

soutenus. Le RER B, qui lors de mes trajets quotidiens avait la délicatesse d'arrêter le trafic pour que je puisse finir le chapitre de mon livre. Et bien sûr mon incroyable fiancée, **Agathe MOUILLET**, qui m'a soutenue durant ces trois années intenses (entre mes journées au laboratoire, mes entraînements de boxe et mes déplacements). Tu n'es vraiment pas rancunière car tu as insisté pour lire mon manuscrit afin de corriger mes nombreuses fautes de français.

Merci à tous, car si c'est mon nom qui est écrit en tête de ce manuscrit, c'est grâce vous qu'il existe.

*See that the imagination of
nature is far, far greater than
the imagination of man.*
Richard P. Feynman

Table des matières

Avant-propos	1
I Introduction	3
I.1 Gravimétrie	4
I.1.1 Gravité terrestre	4
I.1.2 Intérêts et applications	8
I.1.3 État de l’art	11
I.2 Interférométrie atomique	18
I.2.1 Interféromètres	18
I.2.2 Outils classiques de l’interférométrie atomique	21
I.2.3 Capteurs inertiels atomiques	26
I.3 Outils pour une nouvelle génération d’interféromètres	33
I.3.1 Atomes ultra-froids sur puce	33
I.3.2 Ascenseur à atomes	41
I.3.3 Séparatrices multi-photoniques	46
I.4 Conclusion	49
II Dispositif expérimental	51
II.1 Présentation	52
II.1.1 Dispositif envisagé	52
II.1.2 Dispositif réalisé	53
II.2 Senseur atomique	55
II.2.1 Ultra-vide	55
II.2.2 Accès optiques	55
II.2.3 Antenne micro-ondes	56
II.2.4 Structure	58
II.3 Champs magnétique	59
II.3.1 Bobines	59
II.3.2 Blindage	60
II.4 Piégeage et refroidissement	61
II.4.1 Piège magnéto-optique à deux dimensions	61
II.4.2 Piège magnéto-optique à trois dimensions	62
II.5 Détection	64
II.5.1 Détection par fluorescence	64
II.5.2 Détection par imagerie CCD	67
II.6 Systèmes lasers	69

II.6.1	Banc en espace libre	69
II.6.2	Banc fibré	71
II.7	Conclusion	76
III	Interférométrie différentielle	77
III.1	Séquence expérimentale	78
III.1.1	Séquence à un nuage	78
III.1.2	Séquence à deux nuages	80
III.2	Préparation	82
III.2.1	Piégeage et refroidissement	82
III.2.2	Sélection	83
III.3	Lancement des atomes	85
III.3.1	Méthode	85
III.3.2	Ascenseur direct	89
III.3.3	Ascenseur avec saut	92
III.4	Interférométrie Raman	94
III.4.1	Interférométrie à un nuage	95
III.4.2	Interférométrie à deux nuages	96
III.5	Extraction de phase différentielle	97
III.5.1	Ellipse de la phase différentielle	97
III.5.2	Sinusoïdes des phases individuelles	99
III.5.3	Discussions	102
III.6	Conclusion	105
IV	Puce à atomes	107
IV.1	Principe de fonctionnement	108
IV.2	Structures	109
IV.2.1	Structures microscopiques	110
IV.2.2	Structures mésoscopiques	111
IV.3	Calculs de champ magnétique	112
IV.3.1	Fil fin fini	112
IV.3.2	Spire rectangulaire	113
IV.3.3	Spire circulaire	114
IV.3.4	Fil épais fini	115
IV.4	Simulation des champs magnétiques	117
IV.4.1	Séquence sur la première puce	118
IV.4.2	Séquence sur la seconde puce	121
IV.5	Réalisation de la puce	126
IV.5.1	Fabrication	127
IV.5.2	Finalisation	133
IV.6	Conclusion	135
Conclusion générale		137
Vue d'ensemble		137
Perspectives		138

A Miroir déformable	141
B Article sur l'extraction de phase différentielle	149
C Constantes physiques	157
D Code de simulation de champs magnétiques	161
Bibliographie	185

Liste des figures

I.1	Pesanteur terrestre	6
I.2	Gradiométrie embarquée	9
I.3	Navigation inertielle	10
I.4	Gradiomètre horizontal	10
I.5	Gradiomètre mécanique	11
I.6	Gradiomètre supraconducteur	12
I.7	Gradiomètre électrostatique	13
I.8	Gradiomètre Optique	14
I.9	Gradiomètre à atomes froids	15
I.10	Différents gradiomètres à atomes froids	16
I.11	Interféromètres Optique	19
I.12	Interféromètre atomique	20
I.13	Piège magnéto-optique	21
I.14	Mélasse mouvante	23
I.15	Transitions à deux photons	24
I.16	Séparatrice lumineuse	25
I.17	Accéléromètre atomique	28
I.18	Fonction de sensibilité à trois impulsions	29
I.19	Gyromètre atomique	30
I.20	Gradiomètre atomique	31
I.21	Fil rectangulaire	36
I.22	Piège magnétique	36
I.23	Piège en U	37
I.24	Piège en Z	38
I.25	Piège en X	38
I.26	Refroidissement évaporatif	40
I.27	Niveaux d'énergie des états de Bloch	43
I.28	Séparatrice multi-photonique	47
II.1	Configuration finale du gradiomètre	53
II.2	Expérience réalisée	54
II.3	Chambre principale	56
II.4	Transition micro-onde	57
II.5	Antenne micro-onde et croix à vide	57
II.6	Structures de l'expérience	58
II.7	Bobines de champ magnétique	59
II.8	Atténuation du champ magnétique	60

II.9	Piège magnéto-optique à deux dimensions	61
II.10	Piège magnéto-optique miroir à trois dimensions	63
II.11	Transitions utilisées pour la détection par fluorescence	64
II.12	Mise en forme des nappes de la détection	65
II.13	Détection par temps de vol	66
II.14	Collection de la fluorescence	66
II.15	Caractérisation de la collection	67
II.16	Détection par absorption	68
II.17	Banc laser espace libre	70
II.18	Schéma du banc laser fibré à deux faisceaux	71
II.19	Boîtier du banc laser fibré	72
II.20	Caractérisation d'éléments fibrés	72
II.21	Banc laser à un faisceaux	73
II.22	Asservissement en phase des lasers	74
II.23	Bande passante de l'asservissement	75
III.1	Séquence à un nuage	78
III.2	Séquence à deux nuages	80
III.3	Schéma de la séquence à deux nuages	81
III.4	Chargement et déchargement du PMOm-3D	82
III.5	Spectre micro-onde	83
III.6	Transitions micro-onde entre les sous-niveaux magnétiques	84
III.7	Faisceaux de Bloch	86
III.8	Partie détectée des nuages	88
III.9	Ascenseur direct	90
III.10	Ratio d'atomes lancés en fonction du temps de la rampe de lancement	91
III.11	Mesures par temps de vol pour différentes vitesses de lancement	91
III.12	Ascenseur avec saut	92
III.13	Faisceaux Raman	94
III.14	Transitions Raman	95
III.15	Franges d'interférences d'un nuage	95
III.16	Franges d'interférences de deux nuages	96
III.17	Franges bruitées	97
III.18	Ellipses des phases	98
III.19	Franges sismiques	99
III.20	Phases des deux nuages	100
III.21	Variances d'Allan	101
III.22	Sensibilité de la phase différentielle	102
III.23	Comparaison des méthodes d'extraction de phase différentielle	103
IV.1	Chambre principale avec les bobines	108
IV.2	Structures de la puce	109
IV.3	Schéma des deux puces	110
IV.4	Schéma des fils mésoscopiques	111
IV.5	Fil fini	112
IV.6	Spire rectangulaire	114

IV.7	Spire circulaire	115
IV.8	Fil épais	116
IV.9	Vue en coupe de la chambre principale avec la puce	117
IV.10	Champ magnétique du PMO sur 2D - 1 ^{re} puce	118
IV.11	Champ magnétique du PMO sur 1D - 1 ^{re} puce	119
IV.12	Champ magnétique du PMO comprimé sur 1D - 1 ^{re} puce	119
IV.13	Champ magnétique du piège magnétique initial sur 1D - 1 ^{re} puce	120
IV.14	Champ magnétique du piège magnétique final sur 1D - 1 ^{re} puce	120
IV.15	Champ magnétique du PMO sur 1D - 2 ^d puce	122
IV.16	Champ magnétique du PMO comprimé sur 1D - 2 ^d puce	122
IV.17	Champ magnétique du piège magnétique initial sur 1D - 2 ^d puce	123
IV.18	Champ magnétique du piège magnétique initial sur 1D - 2 ^d puce	123
IV.19	Champ magnétique du piège magnétique final sur 1D - 2 ^d puce	124
IV.20	Étapes de fabrication	126
IV.21	Enduction centrifuge	127
IV.22	Insolation	128
IV.23	Évaporation	129
IV.24	Électrodéposition	130
IV.25	Polymérisation de la résine	131
IV.26	Couche miroir	132
IV.27	Découpe du substrat	132
IV.28	Température de la puce	133
IV.29	Assemblage de la puce	134
C.1	Transitions hyperfines D2 du rubidium 87	159

Liste des tableaux

I.1	Variations de pesanteur	6
II.1	Puissances des bancs laser fibrés	74
IV.1	Séquence de piégeage magnétique - 1 ^{re} puce	121
IV.2	Séquence de piégeage magnétique - 2 nd puce	125
C.1	Constantes universelles	157
C.2	Grandeurs physiques du rubidium 87	157
C.3	Transition D2 du rubidium 87	158
C.4	Constantes astronomiques	158
C.5	Conversion des unités utilisées	158

Liste des acronymes

- ADG** *Absolute Differential Gravimeter*. 15
- AFDE** amplificateur fibré dopé à l'erbium. 71–74
- AIN** nitrure d'aluminium. 110, 112, 113
- APOP** amplificateur de puissance à oscillateur principal. 70
- CCD** dispositif à transfert de charge - *charge-coupled device*. 64, 67, 68
- CF** *ConFlat*. 55, 56, 68
- CGS** centimètre gramme seconde. 7, 8
- DDS** synthétiseur de fréquence - *direct digital synthesizer*. 69, 74, 75
- DDFG** *Differential Free-Fall Gradiometer*. 14, 15
- DKC** *delta-kick cooling*. 140
- DL** diode laser. 71, 72, 74
- EGG** *Electrostatic Gravity Gradiometer*. 14
- FFAG** *Free-Fall Absolute Gravimeter*. 14, 15
- FPGA** circuit logique programmable - *field-programmable gate array*. 69, 74
- FTG** *Full Tensor Gradient*. 12, 13
- GGI** *Gravity Gradiometer Instrument*. 12, 13
- LCE** laser à cavité étendue. 69, 70
- LRV** lame à retard variable. 70, 85, 94
- MAO** modulateur acousto-optique. 69, 71–74, 85
- MEO** modulateur électro-optique. 72, 75
- PMO** piège magnéto-optique. 22, 23, 61, 69, 70, 78, 79, 81, 82, 110, 111, 129, 131, 132

PMO-2D piège magnéto-optique à deux dimensions. 23, 51, 54, 55, 61, 62, 69, 70, 76, 79, 82

PMO-3D piège magnéto-optique à trois dimensions. 23, 34, 35, 38, 39, 41, 49, 51, 53–55, 59, 61, 62, 70, 82

PMOm-3D piège magnéto-optique miroir à trois dimensions. 53, 61–63, 70, 81–83, 86, 88, 108, 118, 128

SGG *Superconducting Gravity Gradiometer*. 13

SHG générateur de seconde harmonique - *second harmonic generator*. 71–74

SI système international d'unités. 7

SQUID *Superconducting Quantum Interference Device*. 13

UV ultra-violet. 112, 114

AVANT-PROPOS

Ce mémoire présente le travail que j'ai effectué pendant ma thèse au laboratoire SYRTE, à l'Observatoire de Paris. J'ai travaillé au sein de l'équipe "Interférométrie Atomique et Capteurs Inertiels", qui exploite des techniques d'interférométrie atomique pour développer des capteurs à atomes froids de très grande précision.

Mes travaux portent sur la conception et la réalisation d'un nouvel instrument, un gradiomètre de gravité à atomes froids. Dans cet instrument l'interrogation simultanée de deux sources d'atomes ultra-froids, à l'aide d'interféromètres basés sur des séparatrices multiphotoniques, permettra à terme de mesurer la gravité ainsi que le gradient de gravité terrestre avec un niveau de sensibilité inégalée.

Durant ma thèse j'ai monté et caractérisé une première partie de cette expérience. Bien que constituée d'une seule source d'atomes froids elle est aujourd'hui pleinement fonctionnelle, ce qui m'a permis de réaliser une première série de mesures différentielles. J'ai aussi développé des outils qui permettront de produire des atomes ultra-froids, les puces à atomes, de lancer les atomes, l'ascenseur à atomes, et d'améliorer la sensibilité des mesures, les séparatrices multi-photoniques.

Dans ce manuscrit je détaille et explique les différentes étapes menant à la réalisation de cet interféromètre, ainsi que les premiers résultats obtenus. Dans la première partie, j'introduis les outils communément utilisés en interférométrie atomique ainsi que les nouveaux outils que nous envisageons de mettre en œuvre sur notre expérience. Je décrirai dans la seconde partie le dispositif expérimental que j'ai assemblé, comprenant le senseur atomique et les systèmes lasers. Ensuite, dans la troisième partie, je détaillerai la séquence expérimentale de notre interféromètre, je caractériserai chacune des étapes de cette séquence puis j'expliquerai notre méthode d'extraction de phase différentielle et analyserai les résultats que nous avons obtenus. Pour finir, dans la dernière partie, je présenterai les différentes étapes du procédé de fabrication d'une puce à atomes que j'ai élaborée et la simulation des différentes configurations de champ magnétique qui seront utilisées pour le piégeage et le refroidissement d'atomes sur puce grâce au programme que j'ai écrit.

CHAPITRE I

INTRODUCTION

Dans ce chapitre, je vais introduire le contexte général dans lequel se situe mon projet de thèse. Celui-ci porte sur la réalisation d'un gradiomètre de gravité atomique. Les gradiomètres de gravité effectuent des mesures de variation spatiale de la gravité. J'expliquerai en quoi ces instruments peuvent être utilisés pour la prospection de terrain, la navigation ou encore la physique fondamentale et quels sont leurs intérêts par rapport aux autres instruments généralement utilisés. Il existe plusieurs types de technologies permettant de réaliser des gradiomètres de gravité, ils peuvent être mécaniques, supraconducteurs, électrostatiques, optiques ou atomiques. Je discuterai de l'état de l'art de chacun de ces instruments, en décrivant leurs avantages et de leurs inconvénients propres.

J'expliquerai ensuite le fonctionnement de certains outils classiques permettant de réaliser des interféromètres atomiques. Ces outils sont le piège magnéto-optique, pour piéger et refroidir les atomes, la mélasse mouvante, pour lancer les atomes, et les transitions à deux photons, pour interroger les atomes. Les gradiomètres de gravité atomiques à l'état de l'art sont proches du maximum de la sensibilité atteignable avec les outils classiques. Nous allons donc utiliser de nouvelles méthodes pour permettre de palier les limites actuelles de l'état de l'art. Ces méthodes sont : le refroidissement évaporatif sur puce des atomes, pour atteindre des températures d'un ordre de grandeur plus bas ; l'ascenseur à atomes, pour lancer les atomes sans les réchauffer ; les séparatrices multiphotoniques, pour effectuer des interrogations plus sensibles. J'analyserai ces méthodes afin de déterminer la meilleure manière de les utiliser pour optimiser leur efficacité.

Ces bases théoriques permettront de mieux comprendre les travaux effectués dans le chapitre suivant, le chapitre II, concernant le montage expérimental avec la mise en place de ces outils, ainsi que l'intérêt des résultats obtenus dans le chapitre III. Ce nouveau projet de gradiomètre ayant démarré avec ma thèse, atteindre des performances meilleures que l'état de l'art n'était pas l'objectif de ma thèse. Celle-ci a porté d'une part sur la conception de l'instrument, la mise en place des sous-systèmes et la validation de leur fonctionnement, et d'autre part sur la démonstration expérimentale d'une nouvelle méthode de mesure de la différence de phase de deux interféromètres simultanés.

I.1 Gravimétrie

La gravimétrie est la mesure de la pesanteur, ou accélération de la pesanteur, \vec{g} et du gradient de gravité $\nabla\vec{g}$, au voisinage de la surface de la Terre ou d'un autre astre [1]. Je vais commencer par introduire la gravité terrestre, l'intérêt de mesurer son gradient et les différents type d'instruments permettant de le faire.

I.1.1 Gravité terrestre

La gravitation est l'une des quatre forces fondamentales de la physique. Elle est strictement attractive et relie les corps massiques entre eux.

Historique

Au IV^e siècle avant notre ère, Aristote cherche à rendre compte en termes de cause de la chute des corps et propose une théorie dans laquelle les corps dits "lourds" sont ceux qui sont attirés vers le centre de la Terre (qui est, selon Aristote, le centre du cosmos), et ce centre est l'endroit naturel où vont les corps pesants. Le raisonnement est qualitatif et aucun lien n'est fait entre une éventuelle force d'attraction et le mouvement des planètes.

Le XVII^e siècle de notre ère est un tournant important dans la compréhension de la force gravitationnelle. Galilée quantifie l'action de la gravité, il établit la loi de la chute libre en énonçant une proportionnalité entre la hauteur de chute et le carré de la durée de cette chute, et énonce que des corps de masses différentes chutent à la même vitesse (équivalence de l'attraction gravitationnelle). Kepler pose les lois sur les mouvements des planètes et de leur période en fonction de leur position par rapport au Soleil. À la fin du siècle Newton unifie les lois de la chute des corps de Galilée et du mouvement des planètes de Kepler. Il énonce que la mécanique terrestre et la mécanique céleste obéissent à la même loi d'attraction gravitationnelle, qui dépend de la masse de chaque corps et de leur distance au carré.

Ensuite, au XX^e siècle, Einstein formule les principes de la relativité générale dans laquelle l'action de la gravité n'est plus instantanée, mais se propage à la vitesse de la lumière. La gravité n'est plus vue comme une force mais comme une déformation de l'espace-temps.

Attraction gravitationnelle

Sur la surface terrestre l'approximation des champs faibles est valide et l'attraction gravitationnelle est décrite par la loi de gravitation de Newton, dans laquelle la force de gravité entre deux corps de masse m_A et m_B séparés d'une distance d est donnée par :

$$F_{grav} = G \cdot \frac{m_A \cdot m_B}{d^2} \tag{I.1}$$

où G est la constante de la gravitation.

L'accélération d'un corps est proportionnelle à la force qui lui est appliquée sur sa masse, $\vec{F} = m \cdot \vec{a}$, ce qui implique que l'accélération d'un corps due à la gravité terrestre ne dépend pas de sa masse et s'écrit :

$$\vec{g}_{grav} = -G \cdot \frac{M_{\oplus}}{R_{\oplus}^2} \cdot \vec{u}_r \quad (\text{I.2})$$

où \vec{u}_r est le vecteur unitaire radial, M_{\oplus} est la masse de la Terre et R_{\oplus} son rayon moyen volumétrique, ce qui donne une accélération gravitationnelle $g_{grav} = 9,823 \text{ m.s}^{-2}$ (pour une Terre sphérique).

Force centrifuge

Cependant, nous devons aussi tenir compte de la force centrifuge due à la rotation de la Terre. Pour un corps de masse m_A tournant à une vitesse Ω à une distance d de l'axe de rotation, la force centrifuge est donnée par :

$$F_{centr} = m_A \cdot \Omega^2 \cdot d \quad (\text{I.3})$$

Ce qui donne une accélération centrifuge :

$$\vec{g}_{centr} = \Omega_{\oplus}^2 \cdot R_{\oplus} \cdot \cos(\lambda) \cdot \vec{u}_{\perp} \quad (\text{I.4})$$

avec Ω_{\oplus} la vitesse de rotation de la Terre, λ la latitude du corps et \vec{u}_{\perp} le vecteur unitaire perpendiculaire à l'axe de rotation de la Terre.

Cette accélération a alors une valeur nulle aux pôles et vaut $3,391 \cdot 10^{-2} \text{ m.s}^{-2}$ à l'équateur.

Accélération de la pesanteur

L'accélération de la pesanteur est la somme de l'accélération gravitationnelle et de l'accélération centrifuge (voir figure I.1).

$$\vec{g}_{pes} = \vec{g}_{grav} + \vec{g}_{centr} \quad (\text{I.5})$$

La valeur de cette accélération dépend donc de la latitude due à la dépendance de g_{centr} à λ , mais aussi à l'ellipticité de la Terre (générée par g_{centr}) qui fait que le rayon de la Terre varie de 0,3 %. L'accélération de la pesanteur est alors de $9,832 \text{ m.s}^{-2}$ aux pôles et de $9,780 \text{ m.s}^{-2}$ à l'équateur.

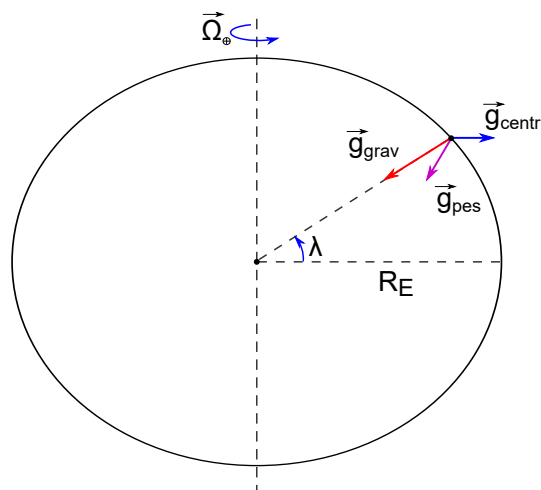


FIGURE I.1 – Pesanteur terrestre. L'accélération due à la pesanteur terrestre g est générée par la somme de l'accélération gravitationnelle g_{grav} et de l'accélération centrifuge g_{centr} .

Aussi, l'accélération de la pesanteur peut aussi varier localement (dans une moindre mesure) à cause d'effets tels que la présence de montagnes ou de failles, les anomalies de densités, les réservoirs d'eau, les marées, le mouvement des plaques tectoniques, la fonte glaciaire, etc. Ces effets et leurs amplitudes sont récapitulés dans le tableau I.1.

Effet	Amplitude (m.s^{-2})	Échelle
Montagne	10^{-3}	
Anomalie de densité	10^{-4}	
Marées	3.10^{-6}	sur 6 h
Hydrologie régionale	10^{-6}	sur 1 an
Hydrologie locale	10^{-7}	sur 1 mois
Mouvement des plaques tectoniques	10^{-8}	sur 1 an
Fonte glaciaire	10^{-8}	sur 1 an
Pression atmosphérique	10^{-8}	sur 1 j
Personne de 75 kg	5.10^{-9}	à 1 m

TABLE I.1 – Variations de pesanteur.

Dans le système international d'unités (SI), les accélérations s'expriment en m.s^{-2} . Néanmoins, le Gal, ainsi nommé en hommage à Galilée, issu du système centimètre gramme seconde (CGS) est toujours utilisé en gravimétrie (avec $1 \text{ Gal} = 1 \text{ cm.s}^{-2}$ et donc $1 \mu\text{Gal} \simeq 10^{-9} g$).

Nous remarquons grâce au tableau I.1 qu'avec des sensibilités dans la gamme des 10^{-8} ms^{-2} voire meilleures, les gravimètres permettent d'étudier une large gamme de phénomènes importants pour la compréhension du système Terre. Une sensibilité de 10^{-8} m.s^{-2} est atteinte au bout d'une dizaine de seconde de mesure seulement pour les gravimètres à l'état de l'art [2, 3].

Gradient de pesanteur

Comme nous venons de le voir, l'accélération de la pesanteur n'est pas uniforme dans l'espace. En tenant compte seulement de l'accélération gravitationnelle et centrifuge, nous avons une dépendance sur λ et h l'altitude en coordonnées sphériques. Ce qui se traduit par une dépendance sur tous les axes x , y et z en coordonnées cartésiennes. En plus de ces termes s'ajoutent d'autres variations de pesanteur comme celles qui sont listées dans le tableau I.1. Le champ de pesanteur n'est donc pas uniforme et nous pouvons exprimer son gradient $\nabla\vec{g}$ sous forme du tenseur Γ .

$$\Gamma = \nabla\vec{g} = \begin{bmatrix} \partial_x g_x & \partial_x g_y & \partial_x g_z \\ \partial_y g_x & \partial_y g_y & \partial_y g_z \\ \partial_z g_x & \partial_z g_y & \partial_z g_z \end{bmatrix} \quad (\text{I.6})$$

nous notons $\vec{g} = g_x \cdot \vec{e}_x + g_y \cdot \vec{e}_y + g_z \cdot \vec{e}_z$ et $\partial_x g_x = \partial g_x / \partial x$.

Le champ de pesanteur étant conservatif la matrice Γ est symétrique, $\Gamma_{ij} = \Gamma_{ji}$, et la trace de la matrice est nulle, $\Gamma_{xx} + \Gamma_{yy} + \Gamma_{zz} = 0$, ce qui fait que seulement cinq des neuf composantes sont indépendantes.

L'unité de mesure du gradient d'accélération est l'eotvos, également défini dans le système CGS, suite aux travaux du baron Roland Eötvös, comme le milliardième de Gal par centimètre. Ainsi, $1 \text{ E} = 10^{-9} \text{ Gal.cm}^{-1} = 10^{-9} \text{ s}^{-2}$. À titre indicatif, une personne de 75 kg à 1 m de distance génère un gradient de pesanteur de 10 E.

Le champ du gradient de l'accélération de gravité terrestre s'écrit :

$$\Gamma_{grav} = \nabla\vec{g}_{grav} = \begin{bmatrix} \frac{g_{grav}}{R_{\oplus}} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{g_{grav}}{R_{\oplus}} & 0 \\ 0 & 0 & -2\frac{g_{grav}}{R_{\oplus}} \end{bmatrix} \quad (\text{I.7})$$

avec $\frac{g_{grav}}{R_{\oplus}} = 1500 \text{ E}$.

Le champ du gradient de l'accélération centrifuge s'écrit :

$$\Gamma_{centr} = \nabla\vec{g}_{centr} = \begin{bmatrix} -\dot{\Omega}_y^2 - \Omega_z^2 & \dot{\Omega}_z + \Omega_x \cdot \Omega_y & -\dot{\Omega}_y + \Omega_x \cdot \Omega_z \\ -\dot{\Omega}_z + \Omega_x \cdot \Omega_y & -\dot{\Omega}_x^2 - \Omega_z^2 & \dot{\Omega}_x + \Omega_y \cdot \Omega_z \\ \dot{\Omega}_y + \Omega_x \cdot \Omega_z & -\dot{\Omega}_x + \Omega_y \cdot \Omega_z & -\dot{\Omega}_x^2 - \Omega_y^2 \end{bmatrix} \quad (\text{I.8})$$

où le module de chaque composante (suivant la latitude) est compris entre 0 et 5,3 E.

Il faut ensuite tenir compte des autres effets de moindre importance, tel que les marées,

les inhomogénéités du sol, etc. Le champ de gradient de pesanteur présente donc des valeurs non-nulles sur chacune de ses composantes spatiales.

L'unité utilisée pour définir la sensibilité gradiométrique d'un instrument est le E/\sqrt{Hz} . En considérant que le bruit résiduel des gradiomètres se moyenne comme un bruit blanc, leur sensibilité augmente en fonction de l'inverse de la racine carré du temps de la mesure. Cela signifie qu'un gradiomètre ayant une sensibilité de $1 E/\sqrt{Hz}$ aura une sensibilité de $1 E$ à $1 s$ de mesure et de $0,1 E$ à $100 s$ de mesure.

I.1.2 Intérêts et applications

Comme je l'ai expliqué précédemment l'accélération de la pesanteur (la gravité, la force centrifuge, etc.) varie spatialement. La mesure des variations spatiales ou temporelles de la gravité ou de son gradient fournit des informations sur les anomalies de densité du sous-sol et leur variation. Elle trouve donc des applications en géosciences, pour la prospection des ressources naturelles, la surveillance des réservoirs, etc. Les mesures gravimétriques sont le plus souvent réalisées dans un environnement bruyant. Effectuer ces mesures nécessite donc d'utiliser une plateforme anti-vibrations ou de moyennner temporellement les mesures, ce qui a pour effet de filtrer les mesures. L'un des intérêts des mesures gradiométriques est qu'elles sont différentielles, ce qui peut permettre de s'affranchir des bruits de vibration de mode commun. L'enjeu est ici de disposer d'un gradiomètre de gravité compact ($\simeq 1 m^3$) avec une consommation d'énergie basse ($< 50 W$) qui le rende transportable par des moyens de locomotion usuels (camionnette, bateau côtier, avion de tourisme, etc.) mais possédant une sensibilité suffisante (de l'ordre de la dizaine de E/\sqrt{Hz}).

Les gradiomètres de gravité peuvent aussi servir à vérifier des lois de la physique fondamentale. Pour cela, le besoin de posséder un gradiomètre compact et de faible consommation énergétique n'est pas aussi important que pour la navigation ou la prospection. Le facteur clef sera la sensibilité et l'exactitude ainsi que la durée de vie de l'instrument (pour mesurer d'éventuelles variations de G avec le temps par exemple). Les gradiomètres nécessaires posséderont une sensibilité de l'ordre de la centaine de mE/\sqrt{Hz} (voir bien meilleur suivant les applications), une exactitude inférieure à $1 E$ et une durée de vie d'une dizaine d'année.

Prospection de terrain

Les relevés gravimétriques permettent d'estimer les anomalies du sous-sol. Un sous-sol dans lequel se trouve un réservoir d'eau, un gisement de pétrole, une cavité ou des matériaux denses possède une attraction gravitationnelle différente de celle d'un sous-sol homogène.

Comme je l'ai évoqué, les gradiomètres permettent de rejeter les bruits de mode commun. Lorsque l'on cherche à cartographier un terrain accidenté, les mesures de gravité au sol ne sont pas forcément réalisables sur l'ensemble de la zone. Une solution est alors de réaliser des mesures gravimétriques embarquées. Mais les bruits de vibration générés lors

du transport sont très élevés et obligent à moyenniser les résultats, ce qui limite la résolution spatiale de la mesure. Une autre solution est de réaliser les mesures avec un gradiomètre embarqué. Les gradiomètres n'étant pas sensibles aux bruits de mode commun, les mesures gradiométriques embarquées permettent de couvrir l'ensemble de la zone avec une meilleure résolution spatiale. La figure I.2 montre la différence de relevé gravimétrique de terrain suivant la méthode utilisée.

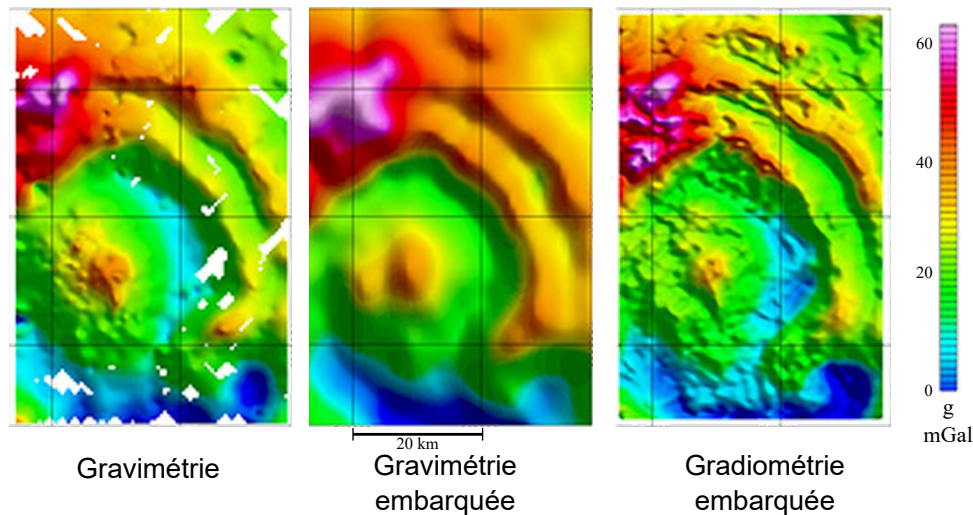


FIGURE I.2 – Gradiométrie embarquée. Différences de résolution entre, à gauche, la gravimétrie au sol, au centre, la gravimétrie embarquée et, à droite la gradiométrie embarquée. Extrait de [4].

Des relevés gradiométriques peuvent aussi être effectués par satellite. Les mesures en satellite présentent l'avantage de s'effectuer en gravité faible, ce qui permet une sensibilité plus élevée. Du fait de leur altitude, ces relevés donnent des informations sur des zones beaucoup plus larges, ils permettent de déterminer le géoïde de la Terre, la circulation océanique et d'autres phénomènes du même ordre de grandeur.

Navigation

La majeure partie de la navigation (terrestre, maritime et aérienne) est guidée par GPS. Si c'est un système efficace, il comporte de nombreuses zones aveugles (tunnels, milieux denses, sous-marins). D'un autre côté la navigation inertielle permet un calcul continu de la position qui s'appuie sur des instruments embarqués (accéléromètres et gyromètres) et qui ne nécessite donc pas d'échanges d'informations avec l'extérieur. Les mesures des accéléromètres et des gyromètres permettent de déduire par intégration la position, l'orientation et la vitesse, comme représenté sur la figure I.3. En outre les instruments conventionnels souffrent de biais et de dérive de biais qui compromettent la précision, et qui se détériore d'autant plus avec le temps de navigation (lorsque le temps d'intégration augmente). L'utilisation de mesures annexes de gradiométrie permet un recalage de position (pourvu que l'on dispose d'une carte de gradient de pesanteur pour réaliser de la corrélation de terrain). De plus, la navigation inertielle permet un déplacement furtif, sans avoir besoin d'utiliser de sonar par exemple pour les sous-marins.

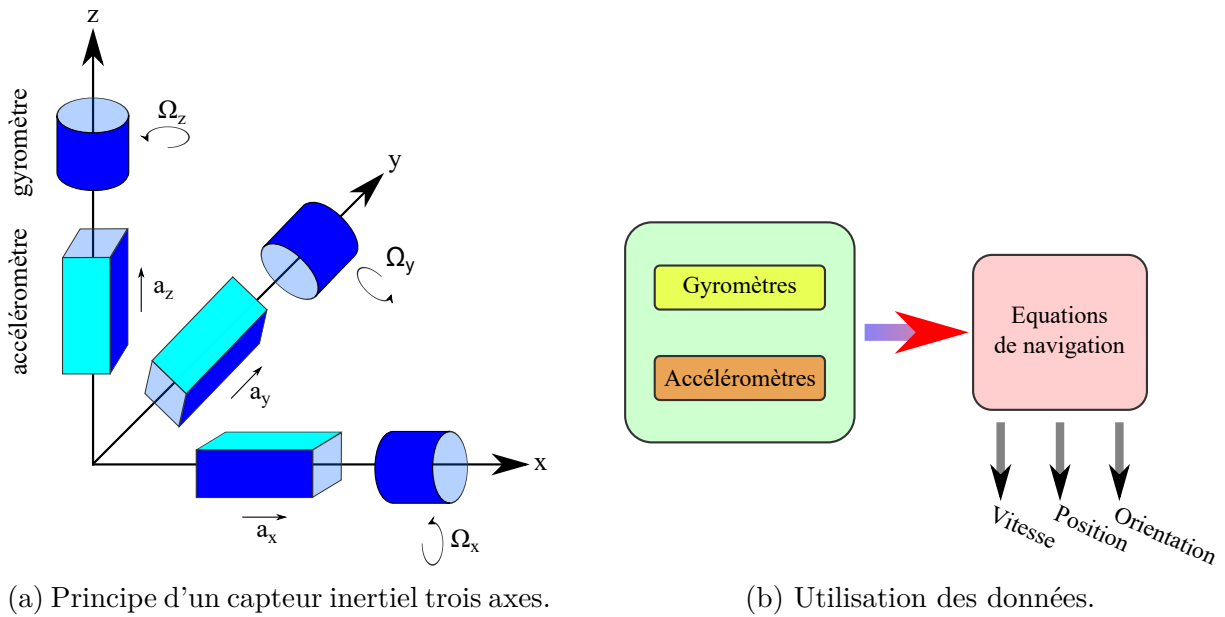


FIGURE I.3 – Navigation Inertielle. Principe de la navigation inertielle, où les données de rotations et accélérations sur les trois axes de l'espace sont intégrées et traitées afin d'extraire la vitesse, la position et l'orientation de l'appareil.

Physique fondamentale

Les gradiomètres de gravité ont plusieurs applications très intéressantes en physique fondamentale. Comme la mesure de la constante gravitationnelle G , qui est l'une des constantes fondamentales de la physique les moins bien déterminées : $G = 6,67408(31) \cdot 10^{-11} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$ d'après le CODATA de 2014 [5], soit une incertitude relative de $4,7 \cdot 10^{-5}$. Cette incertitude vient notamment du fait que la gravité est une force très faible (10^{41} plus faible que l'interaction électromagnétique), strictement attractive et qui ne peut être écartée. L'utilisation d'un gradiomètre de gravité combinée avec des masses tests [6, 7, 8] est une méthode efficace pour la détermination de G , même si pour l'instant les balances de torsion sont plus précises [9].

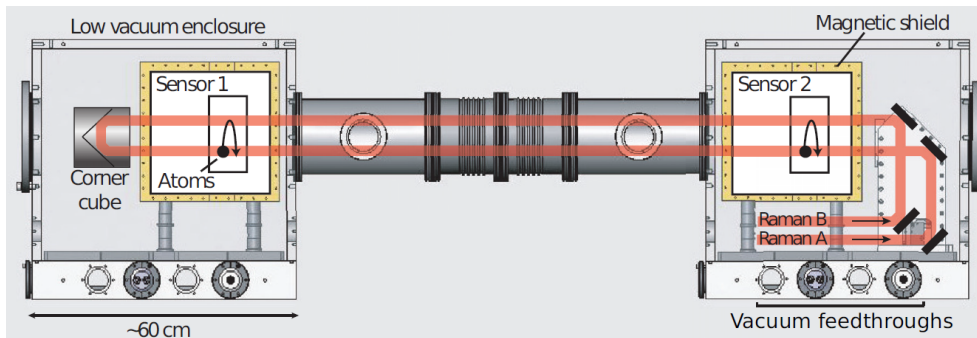


FIGURE I.4 – Gradiomètre horizontal. Type de gradiomètre pouvant être utilisé pour la mesure de G ou tester la loi d'attraction de Newton en fonction de la distance. Extrait de [10].

La validité de certaines théories peut être testée avec les gradiomètres de gravité. L'instrument montré dans la figure I.4, peut permettre de mesurer précisément G [11]. Elle peut aussi permettre de vérifier la loi de dépendance de l'attraction gravitationnelle en l'inverse du carré de la distance et de tester la présence (ou de contraindre l'amplitude) d'une éventuelle cinquième force, paramétrée par exemple à l'aide d'un potentiel de Yukawa $\alpha.e^{-r/\lambda}$. Il est aussi possible de tester le principe d'équivalence faible, et mesurer si la masse inertielle est bien égale à la masse gravitationnelle, ou encore de détecter des ondes gravitationnelles afin de vérifier la théorie de la relativité générale [12].

I.1.3 État de l'art

Il existe plusieurs sortes de gradiomètres de gravité, tous sont basés sur la mesure différentielle de gravité. Certains utilisent des mesures de gravité relatives et d'autres des mesures de gravité absolues. Ils fonctionnent avec des technologies mettant en œuvre des accéléromètres mécaniques, supraconducteurs, électrostatiques, optiques ou atomiques. Ils possèdent chacun un domaine d'application préférentiel. Malgré les avantages et les intérêts que présentent ces différents types de gradiomètres, aucun n'est aujourd'hui véritablement commercialisé, à cause de leurs coûts de fabrication trop importants, de leur encombrement ou encore de leur complexité d'utilisation. Les gradiomètres atomiques représente une alternative technologique qui pourrait changer la donne, pourvu que les efforts de compacité et d'automatisation, qui sont nécessaires mais qui sont tout à fait envisageables, soit réalisés.

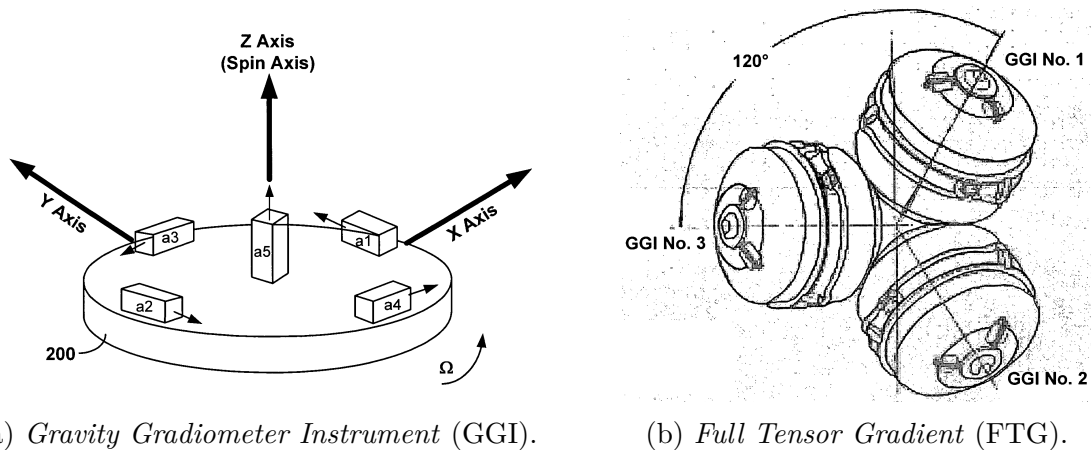


FIGURE I.5 – Gradiomètre mécanique. Le FTG est basé sur trois GGI possédant cinq accéléromètres mécaniques placés sur une plateforme en rotation. Extrait de [13]

Gradiomètre mécanique

L'état de l'art des gradiomètres mobiles est le FTG de Lockheed Martin [13]. C'est actuellement le seul gradiomètre de gravité utilisé pour la prospection de terrain. Cette technologie est protégée par des brevets. Le principe de son fonctionnement est de disposer plusieurs accéléromètres mécaniques sur une platine en rotation, un GGI montré sur la

figure I.5a.

La rotation permet de moduler le signal et d'effectuer une détection synchrone. De cette manière le signal est dissocié du bruit ambiant et la sensibilité est améliorée. L'assemblage de trois GGI compose le FTG (figure I.5b) et permet de mesurer toutes les composantes du gradient de pesanteur (équation I.6). La sensibilité de ce gradiomètre est comprise entre 2 et 20 E/\sqrt{Hz} , suivant l'appareil et l'environnement, et son exactitude est limitée à 10 E.

Gradiomètre supraconducteur

Le gradiomètre possédant la meilleure sensibilité court-terme est le *Superconducting Gravity Gradiometer* (SGG) [14]. Il est basé sur des accéléromètres supraconducteurs relatifs, dans lesquels une sphère supraconductrice lévite au sein d'un champ magnétique en se servant de l'effet Meissner. La sphère est maintenue au centre de l'enceinte en ajustant le courant qui génère le champ magnétique (figure I.6a). La valeur du courant est mesurée finement par un *Superconducting Quantum Interference Device* (SQUID). Deux accéléromètres sont combinés pour réaliser un gradiomètre (figure I.6b), et trois gradiomètres sont assemblés pour mesurer toutes les composantes du tenseur.

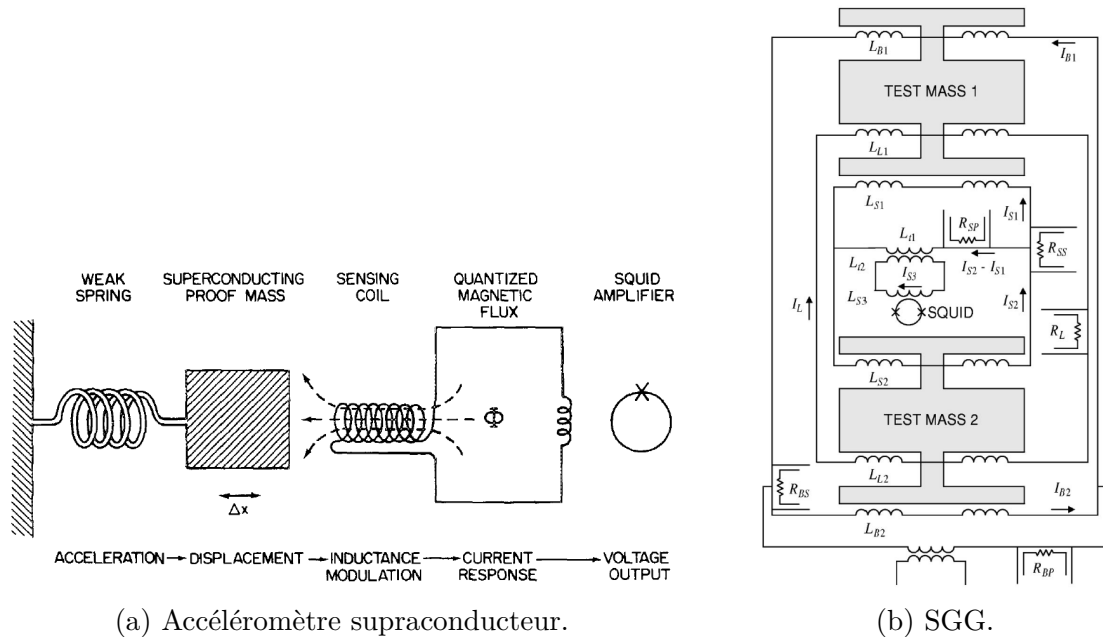


FIGURE I.6 – Gradiomètre supraconducteur. Une sphère supraconductrice (ici schématisée par une cube) est maintenue au centre de son enceinte en ajustant le champ magnétique. Le gradiomètre provient de la combinaison de deux accéléromètres. Extrait de [14] et [15].

La sensibilité de ce gradiomètre est de 20 mE/\sqrt{Hz} [15]. Cependant ce gradiomètre nécessite un système cryogénique avec de l'hélium liquide, ce qui le rend plus difficilement transportable. De plus le SQUID induit un bruit intrinsèque en $1/f$ pour des mesures inférieures à 0,1 Hz [16], ce qui rend la stabilité long-terme mauvaise.

Gradiomètre électrostatique

Le gradiomètre électrostatique *Electrostatic Gravity Gradiometer* (EGG) repose sur un principe similaire à celui du gradiomètre supraconducteur. Une masse inertielle est maintenue par un champ électrostatique généré par deux électrodes [17] (figure I.7a). La force électrique appliquée permet de remonter à l'accélération. Utiliser six accéléromètres combinés deux à deux permet de calculer le gradient de pesanteur suivant tous les axes (figure I.7b).

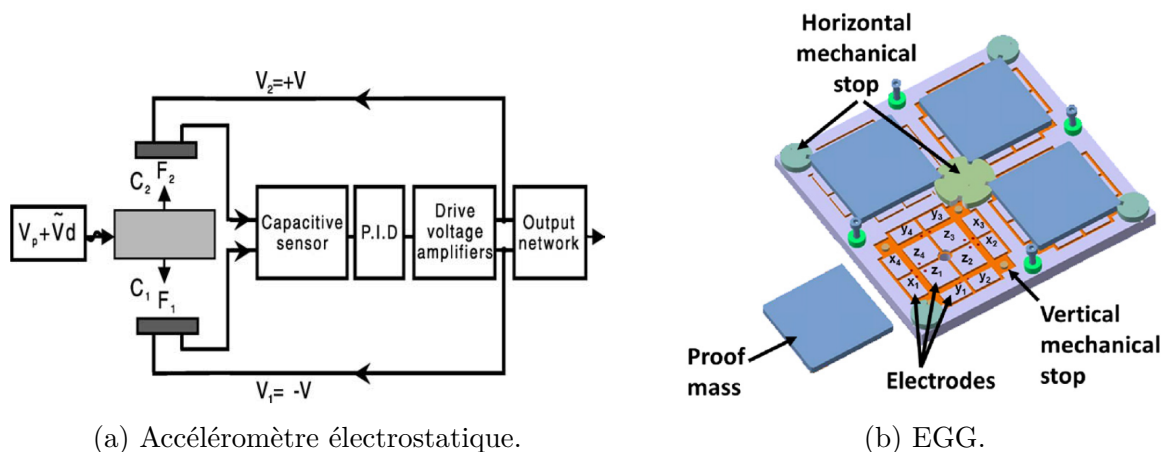


FIGURE I.7 – Gradiomètre électrostatique. Un accéléromètre est composé de huit paires d'électrodes qui maintiennent les masses de test statiques. Un gradiomètre est composé de plusieurs accéléromètres. Extraits de [17] et [18]

Ce type de gradiomètre a atteint une sensibilité record de $10 \text{ mE}/\sqrt{Hz}$ sur certaines composantes du tenseur de gravité [19]. Mais il faut noter que ces performances ne sont réalisables qu'en accélération faible, comme pour des satellites en orbite où les mesures de gravité sont réalisées dans le référentiel du satellite où l'accélération est proches de zéro, conférant une bande de mesure plus faible et une sensibilité plus élevée.

Gradiomètre optique

Les gradiomètres optiques sont des gradiomètres absolus. Je vais décrire ici l'architecture du *Differential Free-Fall Gradiometer* (DFFG), qui offre la meilleur sensibilité et qui est basé sur le fonctionnement d'un *Free-Fall Absolute Gravimeter* (FFAG), représenté dans la sous-figure I.8a. Dans cet instrument l'accélération d'un coin de cube en chute libre est mesurée par le schéma d'interférence optique donné par un faisceau laser divisé en deux, réfléchi pour l'un des bras sur un miroir de référence et pour l'autre sur le miroir en chute libre, puis recombinaison [20, 21]. Cette méthode est détaillée plus loin dans la sous-section I.2.1. Pour le DFFG deux miroirs en coin de cube sont lâchés en chute libre et un autre sert de référence commune [22]. Le gradient de gravité est alors obtenu par mesure différentielle des positions relative des deux miroirs, par rapport au miroir de référence qui est commun, comme représenté dans la sous-figure I.8b.

Cet instrument envisage d'atteindre une exactitude de 20 mE. Il a été construit pour

mesurer G à l'aide de masses tests.

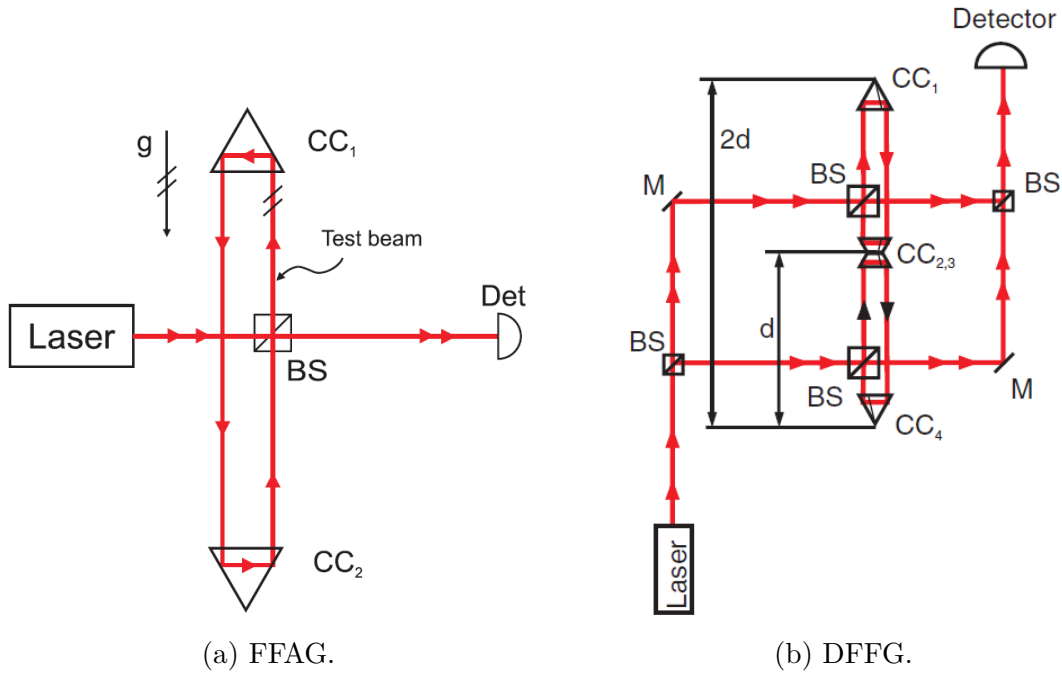


FIGURE I.8 – Gradiomètre Optique. Avec un FFAG l'accélération de la gravité est déduite de la mesure par interférométrie optique de la position d'un miroir en chute libre par rapport à un miroir de référence. Dans le DFFG la mesure du gradient de gravité est effectuée à l'aide de deux miroirs en chute libre, et d'un miroir de référence. Extraits de [22].

Un autre type de gradiomètre optique existe, le *Absolute Differential Gravimeter* (ADG). Il est composé de deux gravimètres optiques FG5, de chez Micro-g LaCoste, superposés [23] et possède une sensibilité de $415 \text{ mE}/\sqrt{\text{Hz}}$ et une exactitude de 15 E. Le défaut de ce montage est qu'il est constitué de deux gravimètres distincts qui possèdent des références différentes. Cet appareil rejette donc moins bien les bruits de mode commun que les autres gradiomètres de gravité.

Gradiomètre à atomes froids

Les gradiomètres à atomes froids sont eux aussi composés de gravimètres absolus. Dans un gravimètre atomique la masse test est un atome (ou un nuage d'atomes) en chute libre et comme outil de mesure du déplacement des atomes un interféromètre atomique réalisé à l'aide de faisceaux lasers. Je détaille cette technique de mesure dans la section suivante, la section I.2.1. En attendant, ce que nous avons besoin de savoir est que nous travaillons avec des nuages d'atomes qui sont placés, à l'aide d'impulsions laser, dans une superposition de deux états quantiques, qui diffèrent par leur état d'impulsion, mais aussi par leur état électronique. Avec une séquence adaptée de telles impulsions, et décrite plus loin, nous séparons et recombinaisons ces deux états, qui empruntent des trajectoires différentes, créant ainsi un interféromètre pour les ondes de matière. Le point important

est que suivant leur vitesse les atomes ne voient pas la même fréquence des laser, c'est l'effet Doppler. Pour suivre la modification de vitesse du nuage, due à l'accélération de la pesanteur, la fréquence des faisceaux lasers d'interrogation doit être modifiée continûment. L'état du nuage d'atomes obtenu en sortie d'interféromètre, qui dépend de la phase de l'interféromètre, est une superposition d'états dépendant alors de la différence entre la rampe de fréquence des lasers et l'accélération subie par les atomes. Il nous renseigne donc sur l'accélération locale subie par le nuage d'atomes [24].

Le gradiomètre atomique consiste quand à lui en l'interrogation simultanée par des faisceaux lasers de deux nuages d'atomes positionnés à des hauteurs différentes [25], comme représenté sur la figure I.9.

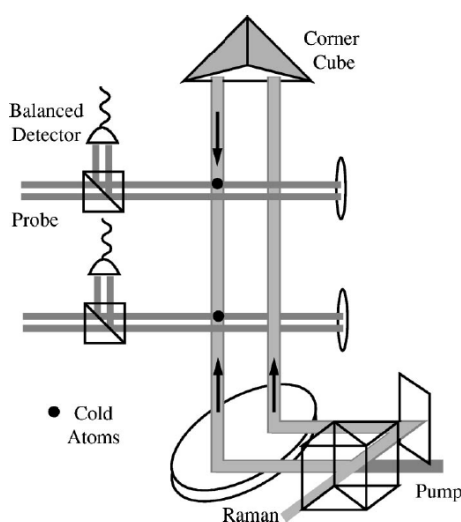


FIGURE I.9 – Gradiomètre à atomes froids. La phase interférométrique de chaque nuage est balayée simultanément par le laser, ce qui permet de remonter à leur accélération respective. Extrait de [26].

L'instrument à l'état de l'art [26] possède une exactitude gravimétrique différentielle de $4 \cdot 10^{-8} \text{ m.s}^{-2}/\sqrt{Hz}$ et une sensibilité gradiométrique de $40 \text{ E}/\sqrt{Hz}$ [26]. Dans cet instrument, la différence de phase entre deux interféromètres, réalisés simultanément sur deux nuages d'atomes froids en chute libre depuis des hauteurs initiales différentes, permet de mesurer leur accélération différentielle. Cette différence d'accélération est liée au gradient de gravité, et à la distance entre les deux nuages. Les deux gravimètres possédant la même référence, ce gradiomètre permet de rejeter les bruits de mode commun.

D'autres gradiomètres à atomes froids basés sur le même principe mais utilisant des méthodes de mesure différentes sont aussi développés. Il est possible d'utiliser deux leviers pour mesurer directement l'accélération d'un nuage et la différence d'accélération du second nuage. Pour cela, la mesure de l'accélération s'effectue à l'aide de la rampe de fréquence des lasers et la mesure du gradient est obtenue à l'aide d'un gradient de champ magnétique appliqué pour mettre en phase les deux interféromètres [27]. En effet, la phase d'un interféromètre atomique est influencée par le gradient de champ magnétique qui lui est appliqué. Cet instrument permet d'atteindre une sensibilité de $670 \text{ E}/\sqrt{Hz}$.

Une autre expérience propose de moduler le champ magnétique pour améliorer l'extraction de la phase différentielle [28]. Un autre instrument utilise un autre type de séparatrice laser, basée la diffraction de Bragg de troisième ordre [29], et possède une sensibilité de $1\ 160\ \text{E}/\sqrt{Hz}$. Enfin, une autre méthode proposée dans [30] consiste à asservir activement la phase différentielle entre les deux nuages en jouant sur la durée de l'impulsion d'interrogation laser τ . Cet asservissement permet d'atteindre l'état de l'art, $40\ \text{E}/\sqrt{Hz}$.

Il existe aussi un projet pour réaliser un gradiomètre à atomes froids mesurant toutes les composantes du tenseur du gradient de pesanteur à bord d'un satellite [31]. À noter que, dans l'espace, on peut augmenter drastiquement le temps d'interaction, jusqu'à plusieurs secondes, voire dizaines de secondes, et donc la sensibilité intrinsèque du capteur. Des sensibilités dans la gamme du mE/\sqrt{Hz} voir meilleures permettraient de réaliser des mesures de gravité compétitives par rapport à des gradiomètres électrostatiques.

Des accéléromètres en mode différentiel sont aussi utilisés pour mesurer la différence de gravité entre deux espèces atomiques différentes, afin de réaliser des tests de l'universalité de la chute libre. Plusieurs expériences mesurent la différence d'attraction terrestre entre le rubidium 85 et le rubidium 87, avec des atomes froids [32, 33] ou des condensats de Bose-Einstein [34] et des missions spatiales ont été proposées pour réaliser ces mesures dans l'espace et ont fait l'objet d'études détaillées [35], financées par les agences spatiales. D'autres expériences mesurent la différence d'attraction terrestre entre le rubidium 87 et le potassium 39, avec des atomes froids [36] ou des atomes ultra-froids sur puce [37].

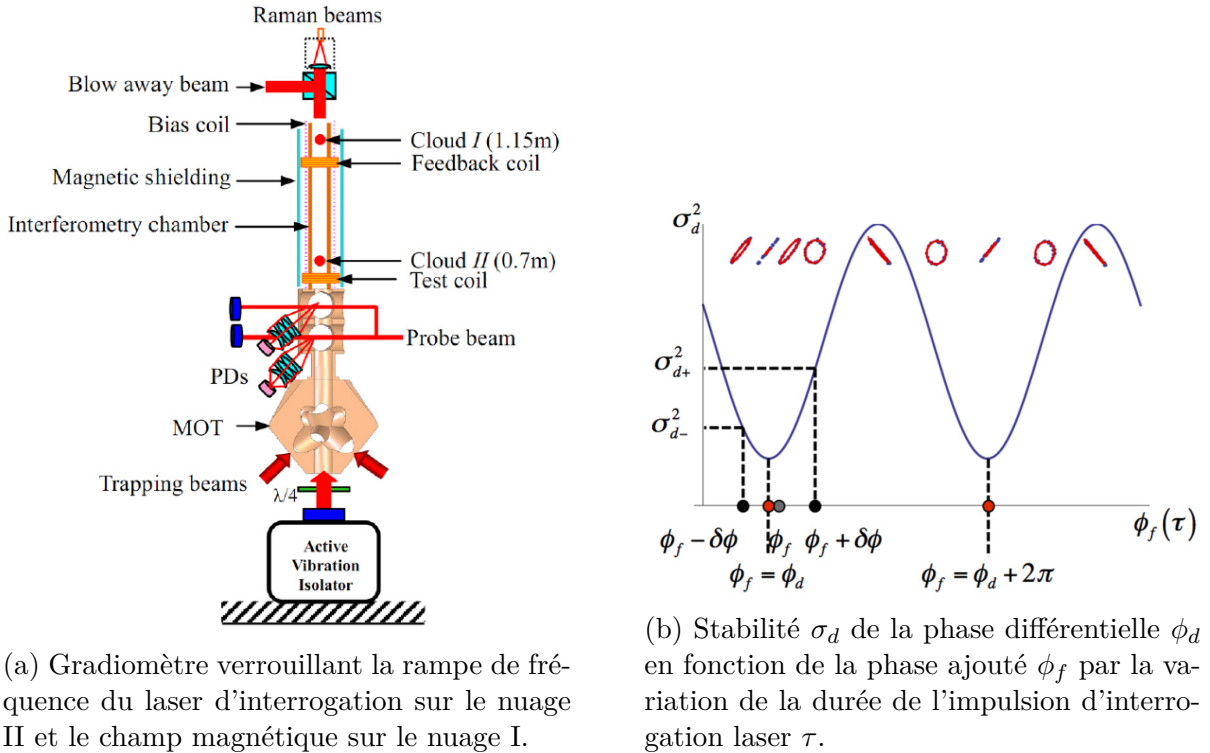


FIGURE I.10 – Différents gradiomètres à atomes froids. Des méthodes différentes peuvent être utilisées pour mesurer le gradient de gravité. Extraits de [27] et [30].

Ces instruments sont basés sur des mesures de gravité absolues, tout comme les gradiomètres optiques, les mesures sont effectuées sur les deux nuages avec la même référence. Ceci permet de rejeter les fluctuations de mode commun lors des mesures gradiométriques. Les gravimètres et gradiomètres de gravité atomiques et optiques possèdent des sensibilités proches. Les instruments basés sur des interféromètres optiques ont bénéficié de l'avènement du laser et ont fait l'objet de nombreux développements depuis, qui ont permis leur exploitation commerciale depuis près de trente ans. La technologie "atomique" est quant à elle plus récente, mais n'a pas encore atteint son plein potentiel. De plus, les interféromètres atomiques ont la particularité de pouvoir être rendu suffisamment compacts, et l'interférométrie atomique possède actuellement des outils permettant d'importantes améliorations de sensibilité, dont je parlerai dans la section I.3. Ceci rend les interféromètres atomiques les instruments les plus prometteurs.

I.2 Interférométrie atomique

Depuis les premières expériences de démonstrations au début des années 90, le domaine de l'interférométrie atomique a beaucoup gagné en maturité et trouve aujourd'hui des applications dans plusieurs domaines : la métrologie temps-fréquence [38, 39], les capteurs inertiels, avec la réalisation de gyromètres [40] et d'accéléromètres, la géophysique avec l'utilisation de gravimètres [24] ou de gradiomètres [29], la physique fondamentale avec la mesure de constantes fondamentales telles que la constante gravitationnelle G [7] ou la constante de structure fine α [41], la détection d'ondes gravitationnelles [12] ou encore la recherche de nouvelles forces [42, 43]. Elle repose sur le phénomène d'interférence d'ondes que je présenterai dans cette partie.

I.2.1 Interféromètres

L'interférométrie est la mesure des interférences entre des ondes cohérentes. Pour faire interférer deux ondes cohérentes, l'une des méthodes utilisées est la division d'amplitude qui consiste à faire interférer une onde avec elle-même. Un faisceau d'onde incident est divisé en deux, les deux faisceaux résultants sont ensuite déphasés l'un par rapport à l'autre puis interfèrent entre eux. Cette méthode peut être utilisée pour tout type d'onde, des ondes lumineuses ou des ondes de matières.

Interféromètre optique

Un exemple connu d'interféromètre est l'interféromètre optique, où des ondes lumineuses interfèrent avec elles-mêmes, comme dans l'interféromètre de Mach-Zehnder. C'est ce type d'interféromètre qui est utilisé dans les gravimètres optiques absolus [44]. Un faisceau laser est divisé en deux, réfléchi puis recombinaison (comme le montre la figure I.11a). Le champ électrique associé à l'onde laser peut être écrit sous la forme :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 \cdot \exp(i(\omega \cdot t - \vec{k} \cdot \vec{r} + \psi)) \quad (\text{I.9})$$

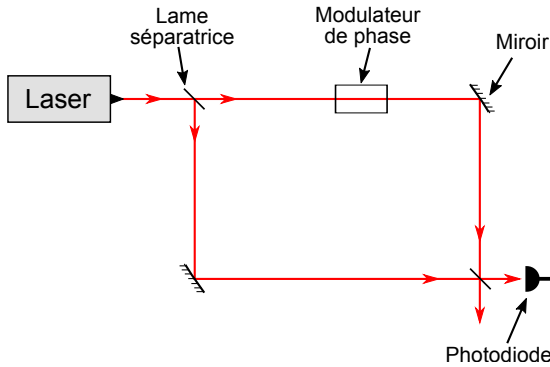
où E_0 est l'amplitude de l'onde, $\omega = \frac{2\pi \cdot c}{\lambda}$ la pulsation avec λ sa longueur d'onde, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ le nombre d'onde et ψ la phase à l'origine.

La différence de parcours entre les deux bras de l'interféromètre donne lieu à un déphasage de :

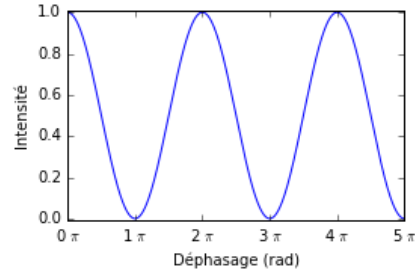
$$\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} \delta \quad (\text{I.10})$$

où δ est la différence de marche entre les deux bras. Lorsque les deux bras sont en phase ($\delta = n\lambda$) les interférences sont constructives et donnent lieu à des franges lumineuses.

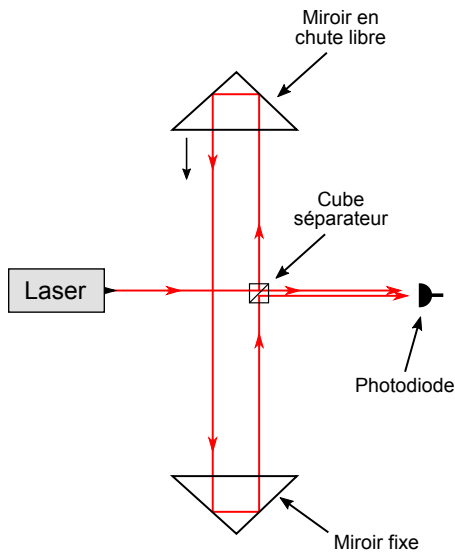
Lorsque les deux bras sont en opposition de phase ($\delta = (n + \frac{1}{2})\lambda$) les interférences sont destructives et donnent lieu à des franges sombres (comme sur la figure I.11b).



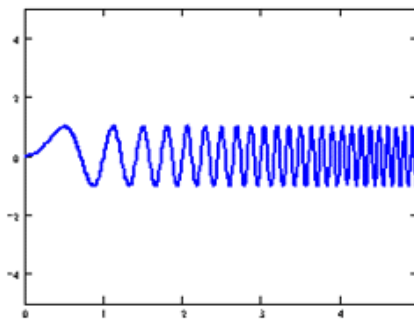
(a) Interféromètre optique de type Mach-Zehnder.



(b) Franges d'interférences dans un Mach-Zehnder.



(c) Gravimètre optique absolu.



(d) Franges d'interférences dans un gravimètre optique.

FIGURE I.11 – Interféromètres Optique. (a) Le faisceau laser est divisé en deux, réfléchi puis recombéné. (b) La différence de marche entre les deux bras se traduit par un déphasage. (c) L'un des miroirs est lâché en chute libre. (d) L'accélération du miroir donne lieu à des franges d'interférences.

Dans le cas des gravimètres optiques, comme le FG5-X représenté schématiquement sur la sous-figure I.11c, un des miroirs en coin de cube est lâché en chute libre. La chute du miroir sous l'effet de la gravité va modifier continûment la différence de marche δ entre les deux bras. L'évolution de cette différence de marche peut être décrite par les équations du mouvement en fonction de la différence de marche initiale δ_0 , la vitesse initiale v_0 , l'accélération de la pesanteur initiale g_0 et le gradient de gravité vertical γ . Ceci donne, en intégrant au court du temps t :

$$\delta(t) = \delta_0 + v_0 \cdot t + \frac{1}{2}g_0 \cdot t^2 + \frac{1}{2}\delta_0 \cdot \gamma \cdot t^2 + \frac{1}{6}v_0 \cdot \gamma \cdot t^3 + \frac{1}{24}g_0 \cdot \gamma \cdot t^4 \quad (\text{I.11})$$

Comme nous venons de le voir dans l'équation I.10, la phase de l'interféromètre Φ dépend linéairement de la différence de marche δ . Les franges, récupérées sur une photodiode de contrôle, vont défiler de manière accélérée. La forme de la figure d'interférences à travers le temps permet de remonter à l'accélération vue par le miroir en chute libre.

Interféromètre atomique

Les interféromètres atomiques reposent sur le même principe : des ondes sont séparées, réfléchies puis recombinaées [45]. Cependant, l'onde n'est pas une onde lumineuse mais une onde de matière et les outils pour séparer et réfléchir l'onde atomique ne sont pas des cubes séparateurs et des miroirs, mais des faisceaux lasers (comme représenté dans la figure I.12), qui permettent un excellent contrôle de la manipulation des paquets d'ondes atomiques.

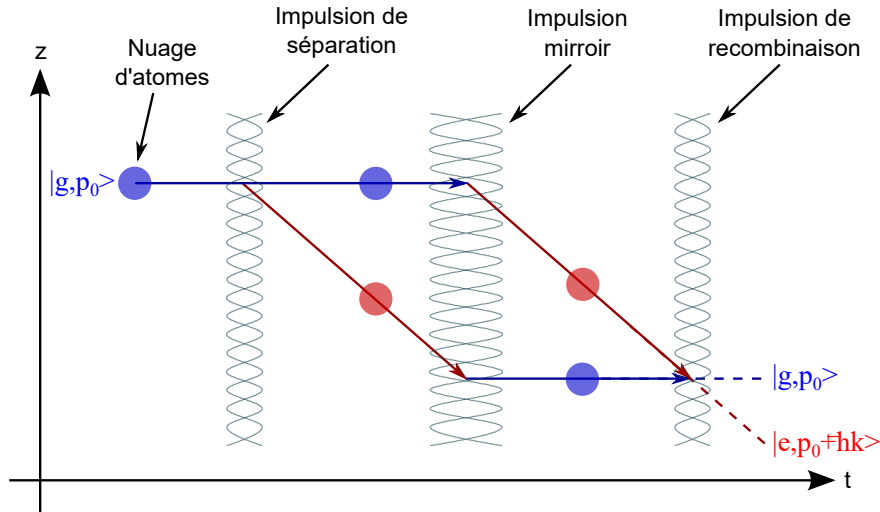


FIGURE I.12 – Interféromètre atomique. L'onde de matière, ici un paquet d'onde atomique, est séparée, réfléchiée puis recombinaée par des impulsions laser.

Considérons un atome dans un état électronique $|g\rangle$ et un état d'impulsion $|p_0\rangle$ en interaction avec un laser, et qui absorbe un photon dont l'énergie correspond à la transition vers un état $|e\rangle$. Par conservation de l'impulsion totale, l'impulsion de l'atome excité devient $|p_0 + \hbar \cdot k\rangle$, où $|k\rangle$ est le vecteur d'onde du photon. L'interaction de l'atome avec un laser est un processus cohérent dans lequel les deux états $|g, p_0\rangle$ et $|e, p_0 + \hbar \cdot k\rangle$ sont couplés, qui donnent lieu à des oscillations de Rabi. En ajustant la durée de l'impulsion laser, nous pouvons placer l'atome dans une superposition de ces deux états avec des poids contrôlés. Nous pouvons en particulier préparer une superposition à poids égaux (on parlera d'impulsion $\pi/2$) ou réaliser le transfert total d'un état vers l'autre (on parlera d'impulsion π).

I.2.2 Outils classiques de l'interférométrie atomique

Nous allons voir dans la suite que l'outil que nous utilisons pour générer cette transition est, en fait, une transition Raman à deux photons. Mais avant de réaliser l'interféromètre, le nuage est d'abord refroidi, car un nuage froid va moins s'étendre et permettra d'être interrogé plus longtemps avant d'être dispersé. Nous le verrons par la suite, une interrogation plus longue donne une meilleure sensibilité. Dans cette optique, le nuage peut être lancé verticalement pour doubler le temps passé en chute libre.

Refroidissement par piège magnéto-optique

La méthode classique et bien maîtrisée pour refroidir les atomes est le piège magnéto-optique (PMO) [46, 47]. Cette méthode utilise la conservation d'impulsion entre le faisceau laser et le nuage d'atomes : lorsque l'atome absorbe un photon d'une énergie $E = \hbar\omega$ son impulsion change de $p = \hbar k$ (avec $k = \frac{\omega}{c}$). Nous faisons donc absorber des photons aux atomes pour leur transmettre suffisamment d'impulsion pour les ralentir. Dans le PMO la fréquence des faisceaux lasers est légèrement désaccordée de sorte que, par effet Doppler, les atomes se déplaçant vers la source de lumière voient la fréquence laser à résonance, absorbent le photon et subissent un recul dans le sens opposé à leur trajectoire. Ceci a pour effet de les ralentir et de refroidir le nuage [48]. En disposant trois paires de faisceaux lasers contra-propageant orientées suivant trois directions orthogonales, comme représenté sur la figure I.13a, nous pouvons refroidir le nuage dans toutes les directions.

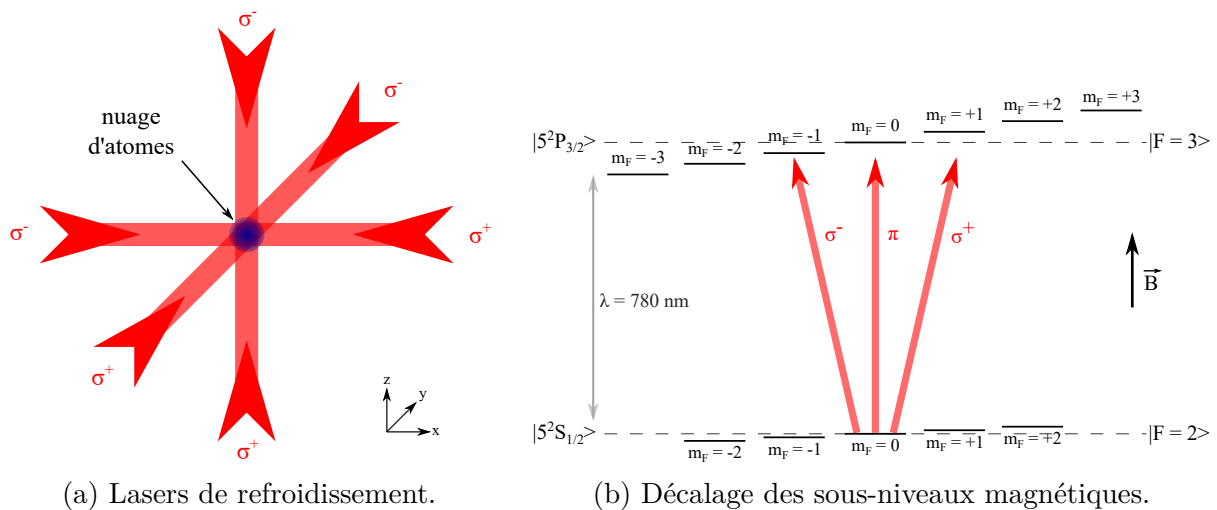


FIGURE I.13 – Piège magnéto-optique. Les atomes sont ralentis dans toutes les directions par effet Doppler. L'ajout d'un gradient de champ magnétique permet de piéger les atomes au centre des faisceaux lasers.

Un autre élément important dans le PMO est le gradient de champ magnétique appliqué sur le nuage. Comme cela est représenté sur la sous-figure I.13b, le champ magnétique sépare les sous-niveaux magnétiques des atomes, on dit qu'il lève la dégénérescence, c'est l'effet Zeeman. En appliquant un gradient de champ magnétique au centre du piège, l'écart

entre les sous-niveaux magnétiques est d'autant plus important que les atomes sont éloignés du centre. La fréquence des faisceaux lasers étant désaccordée, les atomes s'éloignant du centre voient la fréquence du laser de plus en plus accordée et subissent une force de rappel de plus en plus importante. Le sens de la transition (σ^- , π et σ^+), soit le sens vers lequel le désaccord tend en fonction du gradient de champ magnétique, dépend de la polarisation du faisceau laser (respectivement circulaire gauche, linéaire et circulaire droite). Ceci oblige à choisir des polarisations adaptées pour diriger la force de rappel vers le centre du piège [49], comme représenté sur la sous-figure I.13a.

Une paire de bobines en configuration anti-Helmholtz (deux bobines face-à-face générant chacune un champ magnétique en direction opposé) est suffisante pour générer un champ quadrupolaire avec un gradient de champ magnétique suivant toutes les directions. Combinée aux trois paires de faisceaux lasers contra-propageant désaccordés en fréquence, nous obtenons un piège magnéto-optique à trois dimensions (PMO-3D) et refroidissons le nuage dans toutes les directions.

Cette méthode permet d'atteindre des températures d'environ $140 \mu\text{K}$. Il est possible de diminuer encore la température en utilisant une méthode de refroidissement sub-Doppler à la suite du PMO. La méthode la plus utilisée est le refroidissement Sisyphes [50], qui consiste à couper le champ magnétique et à augmenter le désaccord des faisceaux lasers. Les atomes de la mélasse optique atteignent alors des températures plus basses, de l'ordre de $2 \mu\text{K}$. Cet enchaînement de méthode permet de capturer et refroidir quelques 10^9 en seulement quelques centaines de ms.

Le principe de PMO peut aussi être utilisé pour charger plus rapidement le PMO-3D. En effet, plutôt que de piéger et refroidir les atomes à partir d'une vapeur ambiante de rubidium qui permet de charger environ 10^7 at.s^{-1} , nous pouvons utiliser un jet d'atomes pour le charger plus rapidement. Pour ce faire, nous utilisons un piège magnéto-optique à deux dimensions (PMO-2D) où les atomes ne sont refroidis que dans deux directions en utilisant deux paires de faisceaux lasers, au lieu de trois. Les atomes sont a priori libres dans leur troisième direction ne sont en fait refroidis dans les deux autres directions que s'ils sont assez lents pour passer assez de temps dans les faisceaux lasers. La vitesse moyenne des atomes issus du PMO2D est pour cette raison elle aussi assez faible de l'ordre de $10 - 20 \text{ m.s}^{-1}$. Ce système permet un chargement de l'ordre de $10^{10} \text{ at.s}^{-1}$ [51].

Lancer par mélasse mouvante

La première méthode qui fût utilisée pour lancer un nuage d'atomes est celle de la mélasse mouvante [52, 53]. Après l'étape de refroidissement, le champ magnétique reste coupé et le désaccord en fréquence des faisceaux lasers est dissymétrisé. Pour lancer le nuage vers le haut, les faisceaux du bas sont décalés d'une fréquence $+\delta$ par rapport au désaccord de refroidissement Δ et les faisceaux du haut d'une fréquence $-\delta$, comme représenté sur la figure I.14. En changeant de référentiel et en se plaçant dans le repère se déplaçant à la vitesse $v = \frac{2\delta}{k}$, les atomes du nuage voient toujours un désaccord de Δ . Les atomes sont donc refroidis dans le référentiel se déplaçant à la vitesse v .

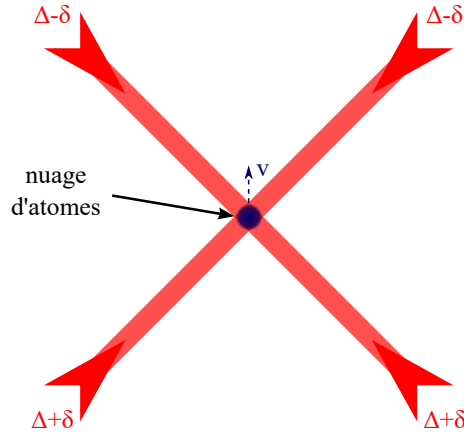


FIGURE I.14 – Mélasse mouvante. Pour lancer le nuage vers le haut, la fréquence des faisceaux laser du bas est augmentée de δ et celle des faisceaux du haut est diminuée de δ .

Cette méthode présente l'intérêt de très bien contrôler la vitesse des atomes lancés, et donc de pouvoir précisément choisir la hauteur de lancer du nuage. Cependant, elle présente l'inconvénient de réchauffer les atomes ultra-froids ($< 2\mu\text{K}$) suivant l'axe de lancer.

Séparation par transitions à deux photons

Les transitions à deux photons permettent d'adresser des sous-niveaux électroniques distants d'une fréquence de l'ordre du GHz (comme les états hyperfins de l'état fondamental des métaux alcalins) en utilisant des faisceaux laser possédant une longueur d'onde de l'ordre du μm . Dans le cas du rubidium 87 nous utilisons des faisceaux de 780 nm (384 THz) pour effectuer des transitions de 6,8 GHz.

La transition à deux photons nécessite deux faisceaux laser, leur fréquence est représentée par rapport aux transitions hyperfines D2 du rubidium 87 sur la figure I.15. Le premier est désaccordé d'une fréquence $\Delta \gg \Gamma$ par rapport à la transition vers un niveau supérieur, où Γ est la largeur de la raie, pour limiter les pertes par émission spontanée. Le taux d'émission spontanée est alors réduit d'un facteur $\left(\frac{\Delta}{\Gamma}\right)^2$. Le second est désaccordé d'une fréquence $\Delta + \delta'$ par rapport à la transition du niveau supérieur vers un sous-niveau électronique d'arrivée, où le désaccord δ' sert à compenser l'effet Doppler et le recul acquis par les atomes. Pour les transitions D₂ du ^{87}Rb , $\Gamma = 6,1$ MHz et $\delta' = 15$ kHz [54]. Dans notre expérience nous utilisons un désaccord $\Delta = 400$ MHz.

Les atomes vont alors absorber un photon dans un faisceau laser et émettre de façon stimulée dans l'autre. Lorsqu'un atome absorbe un photon dans le premier faisceau laser, il subit une impulsion $\vec{p}_1 = \hbar \cdot \vec{k}_1$ et sa vitesse change d'une quantité $\delta\vec{v}_1 = \frac{\hbar \cdot \vec{k}_1}{m}$ dans le sens du photon absorbé. Lorsqu'il émet un photon dans le mode du second faisceau laser, il subit une impulsion $\vec{p}_2 = -\hbar \cdot \vec{k}_2$ et sa vitesse change d'une quantité $\delta\vec{v}_2 = -\frac{\hbar \cdot \vec{k}_2}{m}$ dans

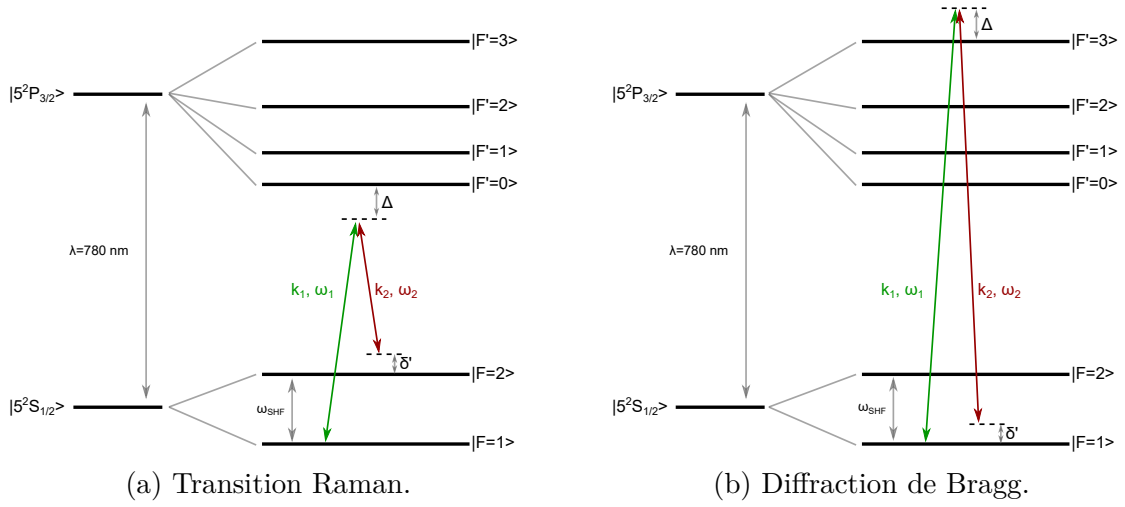


FIGURE I.15 – Transitions à deux photons. Les atomes changent de sous-niveau d'énergie électronique dans le cas de la transition Raman, mais restent dans le même sous-niveau d'énergie dans le cas de la diffraction de Bragg.

le sens opposé au photon émis. Cet effet est représenté dans la sous-figure I.16a. Utiliser des faisceaux laser contra-propageant pour l'absorption et l'émission stimulée permet de réaliser ces transferts de vitesses dans le même sens. Au final le changement de vitesse de l'atome est donné par :

$$\Delta \vec{v} = \delta \vec{v}_1 - \delta \vec{v}_2 = \frac{\hbar \cdot \vec{k}_{eff}}{m} \quad (\text{I.12})$$

où $\vec{k}_{eff} = \vec{k}_1 - \vec{k}_2$ est le vecteur d'onde effectif de la transition à deux photons.

Le couplage d'une transition à deux photons, caractérisé par sa fréquence de Rabi Ω_R , est directement lié aux fréquences de Rabi, Ω_{R1} et Ω_{R2} , des transitions à un photon sur ces niveaux et au désaccord Δ .

$$\Omega_R = \frac{\Omega_{R1} \cdot \Omega_{R2}}{2\Delta} \quad (\text{I.13})$$

Le temps d'illumination τ nécessaire pour réaliser une impulsion π , et donc obtenir un transfert total des atomes d'un état vers l'autre de manière analogue à un miroir, vérifie alors :

$$\Omega_R \cdot \tau = \pi \quad (\text{I.14})$$

Pour une durée d'impulsion deux fois plus courte, nous réalisons une transition $\pi/2$, qui joue le rôle de séparatrice. L'état de la population atomique en fonction du temps de l'impulsion laser est représenté dans la sous-figure I.16b.

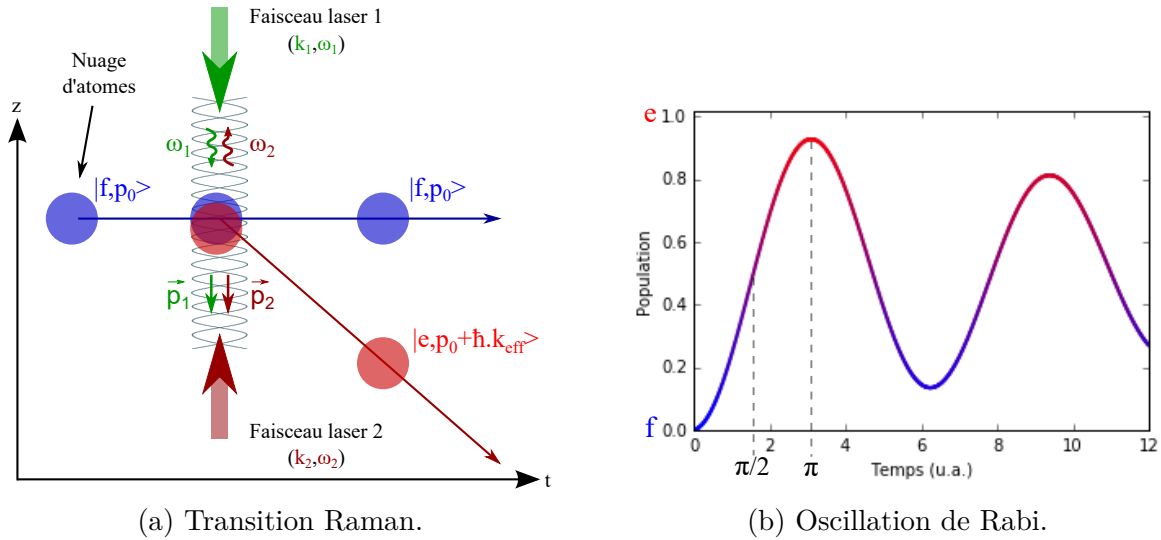


FIGURE I.16 – Séparatrice lumineuse. Lors d’une transition à deux photons, l’atome absorbe un photon dans le faisceau laser 1 et réémet de façon stimulée dans le faisceau laser 2. La durée de l’impulsion va permettre de transférer la moitié, une transition $\pi/2$, ou la totalité, une transition π , de la population dans l’état excité.

Les transitions à deux photons sont sélectives en vitesse à cause de l’effet Doppler. La condition de résonance est satisfaite pour :

$$\delta' = k_{eff} \cdot v_r + \omega_r \quad (\text{I.15})$$

où $\omega_r = \frac{\hbar \cdot k_{eff}^2}{2m}$ est le décalage en fréquence lié au recul des atomes et v_r la vitesse de recul des atomes.

En conséquence pour une transition π nous excitons des atomes dans une distribution en vitesse dont la largeur est :

$$\sigma_v = \frac{\Omega_R}{k_{eff}} = \frac{\pi}{\tau \cdot k_{eff}} \quad (\text{I.16})$$

Ce qui signifie que plus l’impulsion π est longue plus elle est sélective en vitesse.

Les transitions Raman ont été utilisées dans l’un des tout premiers interféromètres atomiques au début des années 1990 [24]. Le sous-niveau électronique d’arrivée n’est pas le même que celui de départ (comme dans la sous-figure I.15a), les atomes changent à la fois de vitesse et d’état interne. Cette corrélation entre état interne et état externe permet de déduire la phase de l’interféromètre d’une mesure de population dans les états internes, ce qui présente un intérêt considérable quand les séparations spatiales sont faibles (par rapport à la dispersion en position).

La diffraction de Bragg représente la diffraction d’une onde traversant une structure

périodique. Elle a d'abord été observée par W.H. et W.L. Bragg pour des rayons X dans un réseau cristallin en 1912 [55]. Plus tard, dans les années 1940 elle a été observée pour des neutrons [56]. Elle a ensuite été utilisée pour réaliser un interféromètre à neutrons [57], puis un interféromètre atomique [58]. Dans ces derniers, la structure périodique est réalisée par un réseau optique généré par deux lasers. Les atomes diffractés changent d'impulsion et restent dans le même état interne (comme dans la sous-figure I.15b).

I.2.3 Capteurs inertiels atomiques

Lorsque l'onde laser interagit avec un paquet d'onde atomique sa phase est imprimée au centre du paquet d'onde diffracté. Comme nous l'avons vu dans l'équation I.9, la phase laser vaut :

$$\phi(t) = \omega.t - \vec{k}.\vec{r}(t) + \psi(r, t) \quad (\text{I.17})$$

Pour une transition à deux photons cette phase correspond à la différence de phase entre les deux lasers, $\phi_1 - \phi_2$. Nous avons alors $\omega = \omega_1 - \omega_2$, $\vec{k} = \vec{k}_{eff} = \vec{k}_1 - \vec{k}_2$ et $\psi = \psi_1 - \psi_2$. Cette phase dépend du temps et de la position de l'atome dans les équiphases des lasers, qui elle aussi dépend du temps.

La phase totale Φ de l'interféromètre est la différence des phases imprimées sur chacun des bras. Elle dépend en fait d'une combinaison linéaire des différences de phase entre les lasers au moment des différentes impulsions. Cette combinaison dépend du détail de la séquence d'impulsion utilisée, et confère à l'interféromètre sa sensibilité aux accélérations et/ou aux rotations. Dans les géométries les plus usuelles (que je vais détailler par la suite) nous utilisons trois ou quatre impulsions. La durée des impulsions est notée τ et le temps entre chaque impulsion est noté T , avec $T \gg \tau$. Dans notre expérience T dure plusieurs dizaines de millisecondes alors que τ ne dure que quelques microsecondes.

Notre observable n'est pas directement la phase : nous mesurons une probabilité de transition P , qui correspond à la probabilité de trouver les atomes dans l'état excité pour des atomes entrants dans l'interféromètre dans l'état fondamental. Elle est cependant liée à la phase de l'interféromètre par la loi classique d'un interféromètre à deux ondes :

$$P = \frac{1}{2}(1 - C.\cos(\Phi)) \quad (\text{I.18})$$

où C est le contraste de l'interféromètre.

Fonction de sensibilité

La réponse de l'interféromètre à une variation quelconque de la phase des lasers est décrite par la fonction de sensibilité g_s [59]. Elle est définie par deux fois le rapport entre la variation de la probabilité de transition pour un saut de phase des lasers et l'amplitude

du saut $\delta\phi$:

$$g_s(t) = 2 \lim_{\delta\phi \rightarrow 0} \frac{\delta P(\delta\phi, t)}{\delta\phi} \quad (\text{I.19})$$

Pour des mesures effectuées à mi-frange $\left(\Phi = \frac{\pi}{2}\right)$ et pour un contraste de 1 ($C = 1$), en utilisant l'équation I.18, la fonction de sensibilité peut s'écrire en fonction de la phase de l'interféromètre :

$$g_s(t) = \lim_{\delta\phi \rightarrow 0} \frac{\delta\Phi(\delta\phi, t)}{\delta\phi} \quad (\text{I.20})$$

La phase totale de l'interféromètre, évoluant entre un temps $-T$ et un temps T , est alors donnée par :

$$\Phi = \int_{-T}^{+T} g_s(t) \frac{d\phi(t)}{dt} dt \quad (\text{I.21})$$

Cette intégrale traduit le fait que la fonction de sensibilité est la fonction de transfert (dans le domaine temporel) des fluctuations de phase des lasers sur la phase de l'interféromètre. Elle dépend, elle aussi, de la géométrie de l'interféromètre, et en particulier la séquence temporelle des impulsions.

Accéléromètre

Une géométrie à trois impulsions [24], $\pi/2 - \pi - \pi/2$, comme représentée sur la figure I.17, permet de mesurer l'accélération du nuage d'atomes suivant l'axe des faisceaux lasers.

Dans cette géométrie, la phase totale de l'interféromètre est donnée par :

$$\Phi = \Phi_1 - \Phi_2 = \phi(0) - 2\phi(T) + \phi(2T) \quad (\text{I.22})$$

où $\phi(0)$, $2\phi(T)$ et $\phi(2T)$ sont les différences de phase entre les faisceaux lasers à chaque impulsion.

Pour des atomes accélérés nous avons :

$$r(t) = \frac{1}{2} a \cdot t^2 \quad (\text{I.23})$$

En injectant cette loi dans l'équation I.17, la phase de l'interféromètre devient :

$$\Phi = \vec{k}_{eff} \cdot \vec{a} \cdot T^2 + \delta\Psi \quad (\text{I.24})$$

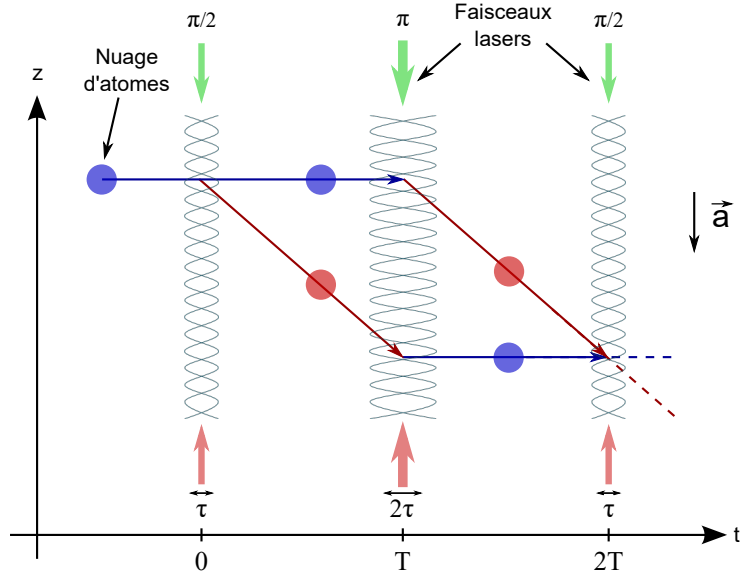


FIGURE I.17 – Accéléromètre atomique. Dans cet interféromètre le nuage d’atomes est séparé, réfléchi puis recombinaé à l’aide d’impulsions laser. La phase totale de l’interféromètre, qui est lue sur l’état de sortie des atomes, dépend ici de la composante de l’accélération des atomes parallèle aux faisceaux lasers.

où $\delta\Psi = \Psi(0) - 2\Psi(T) + \Psi(2T)$ est une contribution en général parasite liée à d’éventuelles fluctuations de phase non contrôlées des laser. Pour annuler ce terme et obtenir une phase totale qui soit uniquement liée à l’accélération, nous verrouillons la différence de phase entre lasers ($\delta\Psi \simeq 0$). La phase de l’interféromètre reflète finalement la composante de l’accélération parallèle à l’axe des faisceaux lasers. Elle dépend du vecteur d’onde des lasers, k_{eff} , et de la durée d’interrogation au carré, T^2 .

Dans cette géométrie, pour $\Omega_R \cdot \tau = \frac{\pi}{2}$, on montre que la fonction de sensibilité est donnée par [59] :

$$g_s(t) = \begin{cases} \sin(\Omega_R \cdot (T - t)) & \text{pour } -T - 2\tau \leq t \leq -T - \tau \\ -1 & \text{pour } -T - \tau \leq t \leq -\tau \\ \sin(\Omega_R \cdot t) & \text{pour } -\tau \leq t \leq \tau \\ 1 & \text{pour } \tau \leq t \leq T + \tau \\ -\sin(\Omega_R \cdot (T - t)) & \text{pour } T + \tau \leq t \leq T + 2\tau \end{cases} \quad (\text{I.25})$$

et est représentée figure I.18.

Les atomes étant accélérés, l’effet Doppler augmente au cours l’interféromètre selon $k_{eff} \cdot a \cdot t$. Pour que la transition à deux photons reste résonante, la différence de fréquence entre les lasers doit donc être balayée linéairement. Cette différence peut être générée en

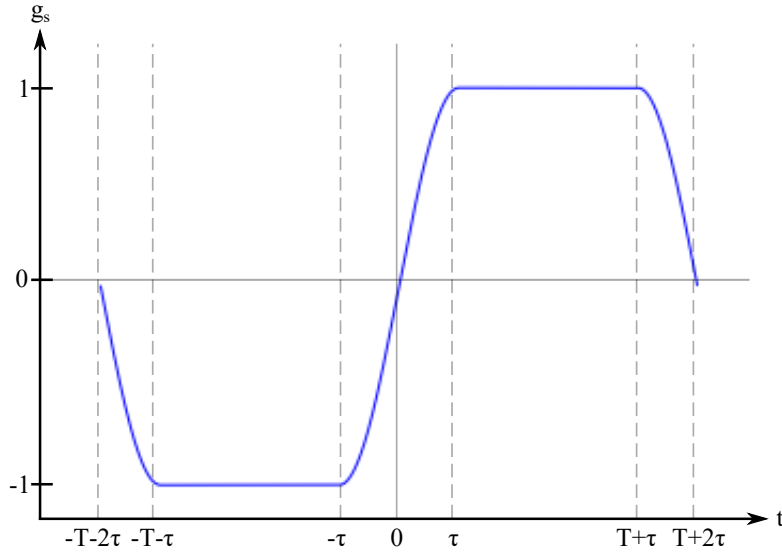


FIGURE I.18 – Fonction de sensibilité à trois impulsions. Elle représente l'évolution de la phase de l'interféromètre en réponse à un saut de phase des lasers en fonction du moment où il se produit. Pour une géométrie $\pi/2 - \pi - \pi/2$ la durée des impulsions est de $\tau - 2\tau - \tau$ séparées par des temps $T - T$.

modifiant la fréquence d'un seul des lasers, qui s'écrit alors :

$$\omega_2(t) = \omega_2^0 + \alpha.t \quad (\text{I.26})$$

où α est une rampe de fréquence. On montre alors, en utilisant le formalisme de la fonction de sensibilité, que l'on ajoute un terme $\alpha.T^2$ à la phase de l'interféromètre, qui devient alors :

$$\Phi = (\alpha + \vec{k}_{eff} \cdot \vec{a}).T^2 \quad (\text{I.27})$$

D'après l'équation I.18 lorsque la rampe de fréquence α compense parfaitement l'effet Doppler dû à l'accélération, la phase de l'interféromètre est nulle, indépendamment de T . Mesurer l'accélération revient donc à déterminer la valeur α_0 de cette rampe de fréquence :

$$a = \frac{|\alpha_0|}{k_{eff}} \quad (\text{I.28})$$

Dans le cas d'un accéléromètre vertical, où les atomes sont en chute libre, l'accélération mesurée est alors l'accélération de la pesanteur g [60].

Gyromètre

À titre indicatif, les interféromètres atomiques peuvent aussi être utilisés pour mesurer la rotation. Pour cela il est possible d'utiliser une géométrie à quatre impulsions [40], $\frac{\pi}{2} - \pi - \pi - \frac{\pi}{2}$, comme représentée sur la figure I.19, avec des faisceaux lasers orientés perpendiculairement à l'axe de déplacement des atomes.

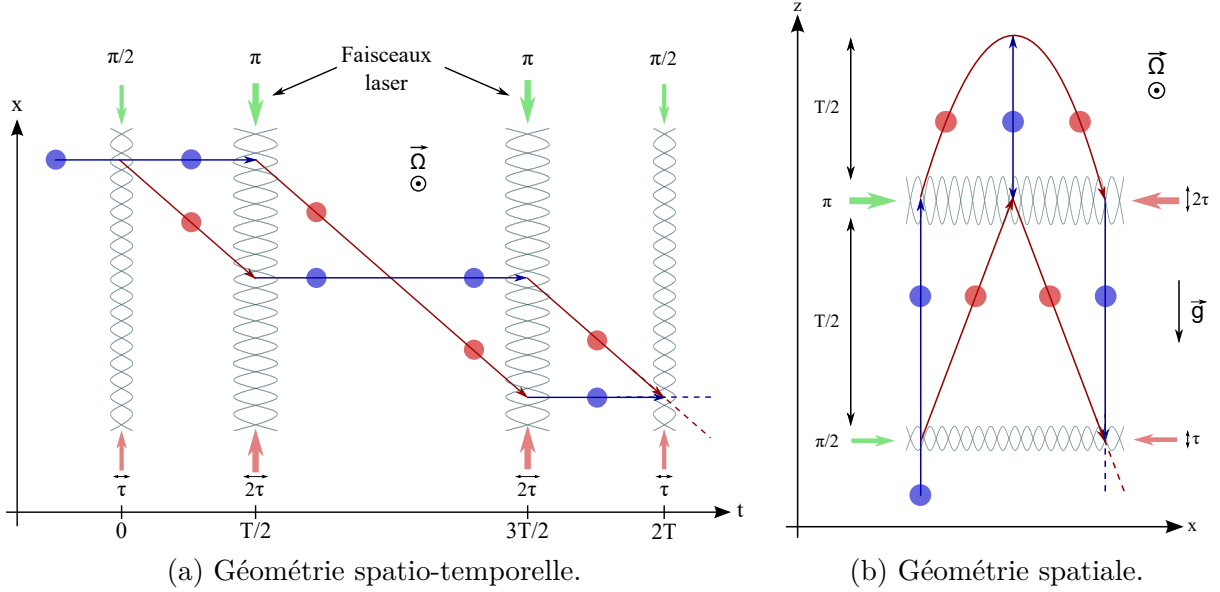


FIGURE I.19 – Gyromètre atomique. Dans cet interféromètre, les atomes sont séparés, réfléchis deux fois puis recombinés. La phase totale de l'interféromètre dépend de la composante de la rotation parallèle à la normale de l'aire spatiale de l'interféromètre.

La phase totale de l'interféromètre est donnée par :

$$\Phi = \Phi_1 - \Phi_2 = \phi(0) - 2\phi(T/2) + 2\phi(3T/2) - \phi(2T) \quad (\text{I.29})$$

Dans cette géométrie, nous ouvrons ici une aire spatiale non nulle, la rotation du référentiel (la Terre ou un support mobile) induit un déphasage entre les deux bras de l'interféromètre, c'est l'effet Sagnac [61]. La phase de l'interféromètre est alors proportionnelle à l'aire spatiale et à la rotation :

$$\Phi_{\Omega} = \frac{2E}{\hbar \cdot c^2} \vec{A} \cdot \vec{\Omega} \quad (\text{I.30})$$

où $E \simeq m \cdot c^2$ est l'énergie de masse de l'atome, \vec{A} l'aire orientée de l'interféromètre et $\vec{\Omega}$ la rotation du nuage d'atomes par rapport au référentiel (ici les lasers). La phase de l'interféromètre est proportionnelle à la composante du vecteur rotation parallèle à la normale de l'aire orientée. L'aire spatiale se calcule en fonction de la vitesse de recul (de l'équation I.12) induite par la transition à deux photons, de l'accélération de la pesanteur g et du temps d'interrogation T :

$$\vec{A} = \frac{1}{4} \frac{\hbar}{m} (\vec{g} \times \vec{k}_{eff}) \cdot T^3 \quad (\text{I.31})$$

En l'injectant dans l'équation I.29 la phase de l'interféromètre s'écrit :

$$\Phi_{\Omega} = \frac{1}{2} k_{eff} \cdot (\vec{g} \times \vec{\Omega}) \cdot T^3 \quad (\text{I.32})$$

La phase de l'interféromètre dépend donc de l'impulsion des lasers k_{eff} , et de la durée d'interrogation au cube T^3 , en plus de la rotation Ω et l'accélération g .

Gradiomètre

Les gradiomètres consistent en une interrogation de deux nuages d'atomes qui sont à des positions spatiales différentes, de manière à mesurer le gradient de gravité horizontal ou vertical. Les interrogations gradiométriques peuvent être réalisées de plusieurs façons. En différentielle : les différentes mesures de gravité sont exécutées les unes après les autres. En simultanée individuelle : les mesures de gravité sont exécutées en même temps avec un faisceau laser différent pour chaque nuage interrogé. En simultanée commune : les mesures sont exécutées au même moment et avec le même faisceau laser pour les différents nuages, comme représenté sur la figure I.20.

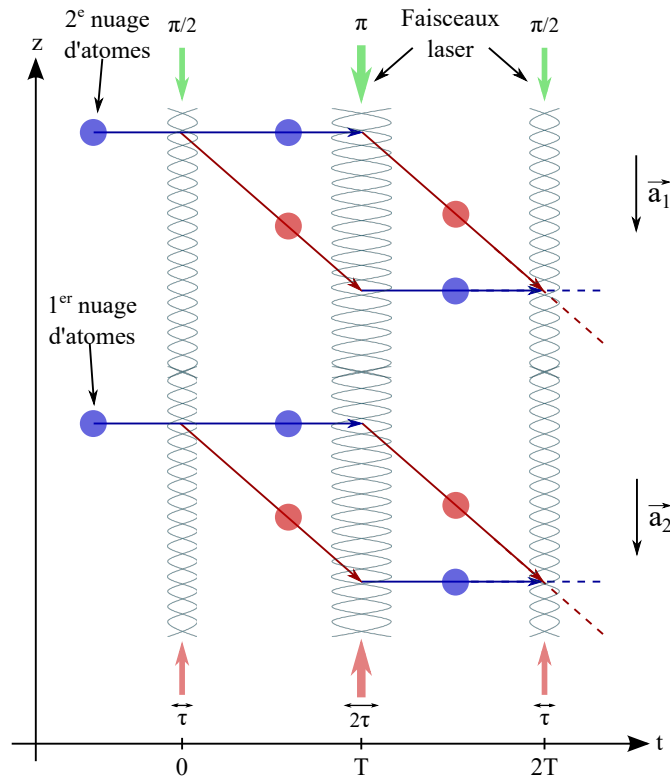


FIGURE I.20 – Gradiomètre atomique. Représentation d'un gradiomètre de gravité atomique utilisant l'interrogation simultanée commune.

Dans le premier cas, l'interrogation différentielle, est la mesure la plus simple à mettre en place, car nous pouvons utiliser un seul système de piégeage et de refroidissement. Les séquences sont les mêmes pour chaque mesure, mais avec des délais différents pour les interrogations. Les atomes peuvent être lâchés ou lancés. Effectuer l'interrogation avec des délais différents équivaut à les effectuer à des positions spatiales différentes.

Dans le second cas, l'interrogation simultanée individuelle, permet de réaliser des mesures gradiométriques en s'affranchissant en partie des fluctuations temporelles, en particulier liées aux bruits de vibrations. Avec cette configuration, nous pouvons mesurer en particulier des termes croisés du tenseur du gradient de gravité, ceci en effectuant par exemple des mesures d'accélération verticale sur des nuages placés à des positions horizontales différentes [62].

Dans le troisième cas, l'interrogation simultanée commune, permet d'effectuer des mesures de gradient en s'affranchissant de façon encore plus efficace de tous les bruits de mode commun. Cette méthode est plus compliquée à utiliser car, comme nous l'avons vue pour les accéléromètres atomiques, pour remonter à l'accélération nous effectuons une rampe sur la différence de fréquence entre les deux bras du laser d'interrogation. Or, dans un gradiomètre, nous voulons mesurer la différence d'accélération. Le fait d'utiliser un seul laser nous impose d'utiliser une seule rampe de fréquence pour suivre l'accélération d'un seul nuage d'atomes. La méthode qui s'impose est alors soit de mesurer la différence de phase entre les deux interféromètres [25], ou alors d'utiliser un autre levier pour influencer différemment sur la phase des deux interféromètres. Nous présenterons dans le chapitre III.5 une méthode qui permet d'extraire efficacement cette phase différentielle.

I.3 Outils pour une nouvelle génération d'interféromètres

De nouveaux outils de manipulation des atomes ont été développés ces dernières années en lien avec l'interférométrie atomique, en particulier pour refroidir les atomes à des températures sub-Doppler, les transporter et créer des séparations spatiales plus importantes.

Refroidir les atomes à des températures de l'ordre du μK avec un PMO-3D, comme nous venons de le voir dans la partie I.2.2, permet de générer des interféromètres atomiques de très bonne sensibilité, comme des gravimètres à l'état de l'art [2]. Leur sensibilité peut cependant être améliorée, en refroidissant les atomes à une température plus basse, ce qui permet au nuage de moins s'étendre entre les impulsions d'interrogations. Un nuage qui s'étend moins restera bien centré dans les faisceaux d'interrogation, ce qui garantit l'homogénéité du couplage, et donc un contraste optimal, et limite les inhomogénéités de phase, liées par exemple aux aberrations des fronts d'onde des lasers. Je vais détailler ici une méthode, le refroidissement évaporatif sur puce, permettant de générer des atomes ultra-froids.

Pour améliorer la sensibilité nous pouvons augmenter l'aire de l'interféromètre. Pour cela, nous pouvons jouer sur le temps d'interrogation T . Comme nous l'avons vu dans la sous-section I.2.3, la sensibilité des accéléromètres dépend de T^2 et celle des gyromètres de T^3 . Augmenter le temps d'interrogation est donc un moyen efficace d'augmenter la sensibilité. Pour une hauteur du dispositif donnée, lancer un nuage verticalement permet de doubler le temps passé en chute libre. Nous avons vu dans la partie I.2.2 que la mélasse mouvante est un outil efficace mais qui réchauffe le nuage si sa température initiale est inférieure à la limite du refroidissement laser. Dans cette section je vais présenter un autre outil, l'ascenseur à atomes, qui permet de lancer un nuage de façon très précise en étant beaucoup plus sélectif en vitesse verticale que la mélasse mouvante.

Nous avons vu dans la sous-section I.1.3 que les gradiomètres à atomes froids sont pratiquement à leur limite de sensibilité avec les outils classiques. Une solution à apporter est d'augmenter le facteur d'échelle lors de l'interrogation. En effet, avec un même temps d'interrogation, et donc un même encombrement, la sensibilité peut augmenter linéairement en fonction de la quantité de mouvement transmise. Plutôt que d'effectuer des transitions à deux photons et transmettre une quantité de mouvement $\hbar.k_{eff}$, nous pouvons échanger $2N$ photons à chaque impulsion laser et transmettre des quantités de mouvement de $N\hbar.k_{eff}$. Je détaillerai à la fin de cette section comment procéder pour effectuer ce type de transitions.

I.3.1 Atomes ultra-froids sur puce

L'utilisation d'atomes ultra-froids présente un certain nombre d'intérêts pour l'interférométrie atomique. En effet, un paquet d'atomes ultra-froids possède une distribution de

vitesse plus faible, ce qui permet une meilleure efficacité des impulsions lasers et donc un meilleur contraste d'interféromètre, ainsi qu'une meilleure efficacité de lancement lorsque l'on utilise la technique de l'ascenseur à atomes. De plus le nuage occupe un espace plus restreint et est donc moins sensible aux inhomogénéités d'intensité et de phase des lasers. De plus, un paquet d'atomes ultra-froids s'étend moins, ce qui permet d'utiliser des temps d'interrogations plus longs sans perte de contraste et sans diminuer le nombre d'atomes détectés.

Ces atomes ultra-froids peuvent être générés par exemple à l'aide d'un piège dipolaire ou d'une puce à atomes. L'avantage de la puce à atomes est que, contrairement au piège dipolaire, elle ne nécessite pas d'accès optiques supplémentaires et qu'elle permet de générer des atomes ultra-froids plus rapidement. La génération d'atomes ultra-froids sur puce s'effectue en combinant deux étapes, réalisées après l'étape de PMO-3D. Premièrement, le piégeage magnétique, dans lequel nous utilisons le moment magnétique des atomes pour les piéger dans un potentiel magnétique statique. Deuxièmement, le refroidissement évaporatif, dans lequel le couplage des atomes les plus chauds à des états non-piégeant permet, en présence de collisions élastiques, de refroidir les atomes de façon très efficace.

Piège magnétique

Le piégeage magnétique d'atomes neutres a été observé pour la première fois dans les années 1980 [63]. C'est à la fin des années 1990 que l'utilisation de microstructures pour générer le piège magnétique a été proposée [64] puis réalisée [65]. Depuis de nombreux travaux ont été accomplis sur les différentes techniques de piégeage d'atomes sur puce [66].

Le piégeage d'atomes neutres repose sur l'utilisation du moment magnétique des atomes. Un atome de moment cinétique total F possède un moment magnétique μ tel que :

$$\vec{\mu} = -\frac{\mu_B \cdot g_F}{\hbar} \vec{F} \quad (\text{I.33})$$

où μ_B est le magnéton de Bohr, g_F le facteur de Landé associé à F et $\vec{F} = \vec{L} + \vec{S} + \vec{I}$ la somme du moment cinétique orbital L , du moment de spin électronique S et du moment de spin nucléaire I . Le potentiel d'interaction entre cet atome et un champ magnétique B peut s'écrire :

$$U_m = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} \quad (\text{I.34})$$

L'hamiltonien s'écrit alors :

$$H_m = \mu_B \cdot g_F \cdot m_F \cdot B \quad (\text{I.35})$$

avec m_F le nombre quantique magnétique de l'atome qui peut prendre les valeurs entières comprises entre $-F$ et F . Les atomes seront donc piégés au minimum du module du champ magnétique B . Nous devons donc créer une structure de champ magnétique avec un minimum local.

Pour cela, nous pouvons utiliser le champ magnétique généré par des fils dans lesquels passe un courant électrique. Pour commencer prenons un exemple simple, le champ magnétique créé par un fil infiniment fin de longueur infinie. Lorsqu'il est parcouru par un courant I ce champ vaut, en fonction de la distance r perpendiculaire au fil aligné suivant l'axe x et placé dans le repère cylindrique (r, θ, x) :

$$\vec{B}(r) = \frac{\mu_0 I}{2\pi r} \cdot \vec{u}_\theta \quad (\text{I.36})$$

son gradient est alors :

$$\vec{B}'(r) = -\frac{\mu_0 I}{2\pi r^2} \cdot \vec{u}_r \quad (\text{I.37})$$

Cependant, comme nous allons le voir ensuite, dans la réalité nous piégeons les fils à des distances du fil qui sont comparables à la taille du fil, les effets de taille finie sont importants et on ne peut plus considérer le fil comme infiniment fin. Nous utilisons un fil rectangulaire (dû au procédé de fabrication que nous verrons dans la section IV.5) de longueur finie, de largeur w et de hauteur $h \ll w$ (la hauteur h est de quelques micromètres et la largeur w de quelques centaines de micromètres). Le champ magnétique devient, en fonction de la distance y sur l'axe de la hauteur :

$$\begin{aligned} \vec{B}(y) &= \frac{\mu_0 I}{\pi w} \operatorname{arccot} \left(\frac{2y}{w} \right) \cdot \vec{u}_x \\ &= \frac{\mu_0 I}{\pi w} \left(\frac{\pi}{2} - \arctan \left(\frac{2y}{w} \right) \right) \cdot \vec{u}_x \end{aligned} \quad (\text{I.38})$$

Le champ magnétique proche de la surface ($y \ll w$) a une valeur limitée par :

$$\vec{B} \leq \frac{\mu_0 I}{2 w} \cdot \vec{u}_x \quad (\text{I.39})$$

et un gradient :

$$\vec{B}' \leq -\frac{2\mu_0 I}{\pi w^2} \cdot \vec{u}_y \quad (\text{I.40})$$

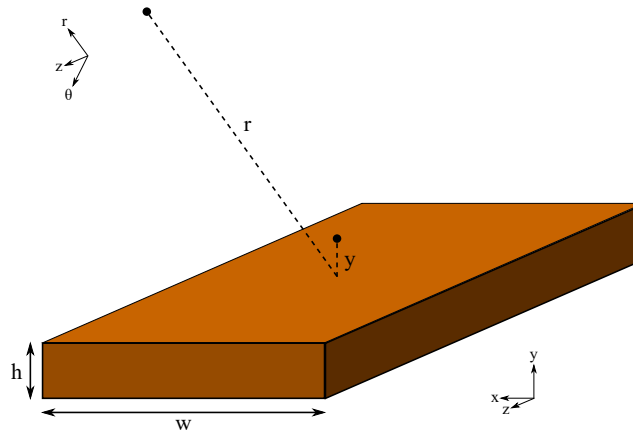
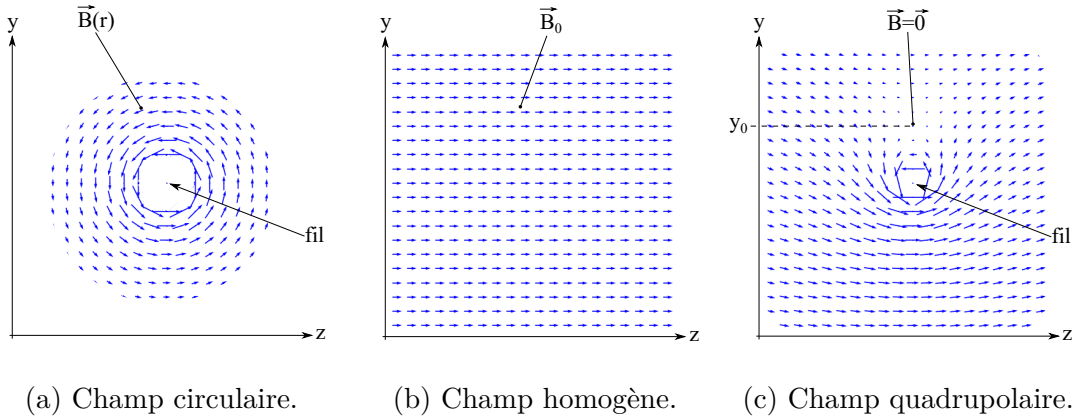


FIGURE I.21 – Fil rectangulaire.

Nous pouvons en conclure que, proche de la surface, plus le fil est fin et plus l'amplitude et le gradient du champ magnétique sont importants, d'où l'intérêt d'utiliser des structures microscopiques pour générer un piège magnétique.

Cependant, avec un fil le champ magnétique sera minimum à l'infini. Pour créer un minimum de champ proche de notre structure, nous pouvons ajouter au champ du fil un champ magnétique homogène. En effet, le champ magnétique à grande distance du fil ($r \gg w$) donné par l'équation I.36, est un champ radial perpendiculaire à l'axe du fil (figure I.22a). Si nous lui ajoutons un champ magnétique homogène B_0 (figure I.22b), lui aussi orienté perpendiculairement au fil, le champ total devient alors nul à une distance y_0 du fil (figure I.22c).



(a) Champ circulaire.

(b) Champ homogène.

(c) Champ quadrupolaire.

FIGURE I.22 – Piège magnétique. Additionner un champ magnétique circulaire à un champ magnétique homogène donne un champ magnétique quadrupolaire.

Cette distance est donnée par :

$$y_0 = \frac{\mu_0 \cdot I}{2\pi \cdot B_0} \tag{I.41}$$

En ce point, la dépendance est quadrupolaire avec comme gradient :

$$\vec{B}'(y_0) = -\frac{\mu_0 \cdot I}{2\pi \cdot y_0^2} \cdot \vec{u}_y \quad (\text{I.42})$$

$$= -\frac{2\pi \cdot B_0^2}{\mu_0 \cdot I} \cdot \vec{u}_y \quad (\text{I.43})$$

Créer un piège magnétique sur puce nécessite donc un champ magnétique homogène extérieur, produit par exemple par une paire de bobines en configuration Helmholtz. Dans la configuration la plus simple du fil droit le piège sera linéaire, le long du fil à une distance y_0 . Afin de générer un piège dans toutes les directions, nous utilisons des géométries plus complexes, en ajoutant d'autres fils perpendiculairement au premier, pour ajouter un gradient de champ magnétique supplémentaire dans l'axe non piégeant du fil initial.

Nous allons voir différentes géométries, qui vont être utilisées à des étapes différentes du refroidissement. Par exemple, lors de la phase de refroidissement par PMO-3D nous voulons un piège quadrupolaire avec un minimum de champ nul, afin d'avoir une force de rappel efficace comme nous l'avons vu dans la partie I.2.2, alors que lors du refroidissement évaporatif, il est nécessaire, comme je l'expliquerai dans la suite, d'avoir un minimum de champ non nul au fond du piège pour limiter les pertes.

La géométrie en U possède deux fils supplémentaires, perpendiculaires au premier et positionnés à ses extrémités, dans lesquels le courant passe dans des sens différents, comme représenté sur la figure I.23. Cette géométrie produit un gradient supplémentaire avec minimum nul au centre des deux fils et suivant leur axe, ce qui engendre un confinement supplémentaire. Le piège sera alors quadrupolaire avec un minimum de champ $B_{min} = 0$. C'est ce type de géométrie que nous utilisons pour générer un gradient de champ magnétique lors du PMO-3D. Elle ne permet cependant pas de réaliser un refroidissement évaporatif jusqu'à la condensation, car lorsque le champ magnétique est nul les atomes basculent au passage par le zéro du champ de l'état piégeant à l'état non-piégeant, ce sont les transitions de Majorana [67].

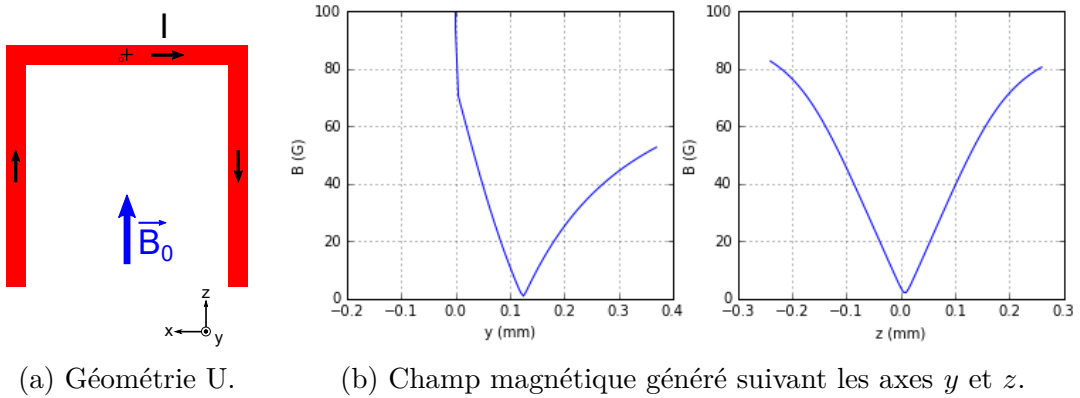


FIGURE I.23 – Piège en U.

Par simplification d'écriture, le module du champ magnétique $|\vec{B}|$ sera noté B dans

tout le manuscrit, de même que le module du gradient B' ou de la courbure B'' du champ magnétique.

La géométrie en Z possède aussi deux fils supplémentaires, perpendiculaires au premier et positionnés à ses extrémités. Les courants de ces deux fils circulent dans le même sens, comme représenté sur la figure I.24. Cela donne un piège de Ioffe-Pritchard ou le minimum de champ est non-nul. Cette configuration permet d'éviter les pertes de Majorana [67] et d'effectuer le refroidissement évaporatif jusqu'à des températures très froides (de l'ordre de la centaine de nanoKelvin). C'est cette géométrie que nous utilisons pour réaliser le piégeage magnétique dans lequel nous allons ensuite effectuer le refroidissement évaporatif.

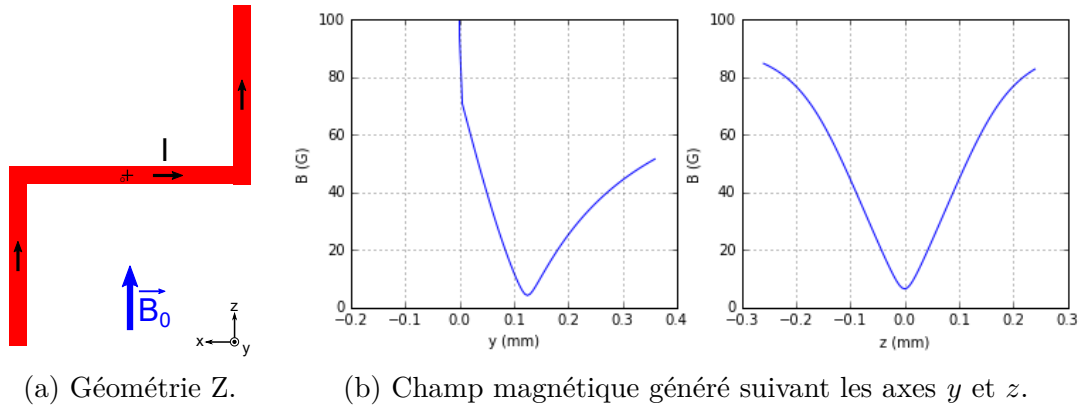


FIGURE I.24 – Piège en Z.

La géométrie en X, ou "Dimple", consiste en l'ajout d'un fil supplémentaire perpendiculaire au premier, les deux fils se croisant en leur centre, ainsi que d'un second champ magnétique homogène perpendiculaire au premier, comme représenté dans la figure I.25. Là aussi, le minimum du piège est non-nul. Cette géométrie peut donc aussi être utilisée pour le piégeage magnétique lors du refroidissement évaporatif. Dans notre cas nous ne l'utiliserons pas car nous voulons générer le PMO-3D réalisé à l'aide de la géométrie en U puis le piège magnétique, et la géométrie en Z peut être plus facilement combinée avec la géométrie en U.

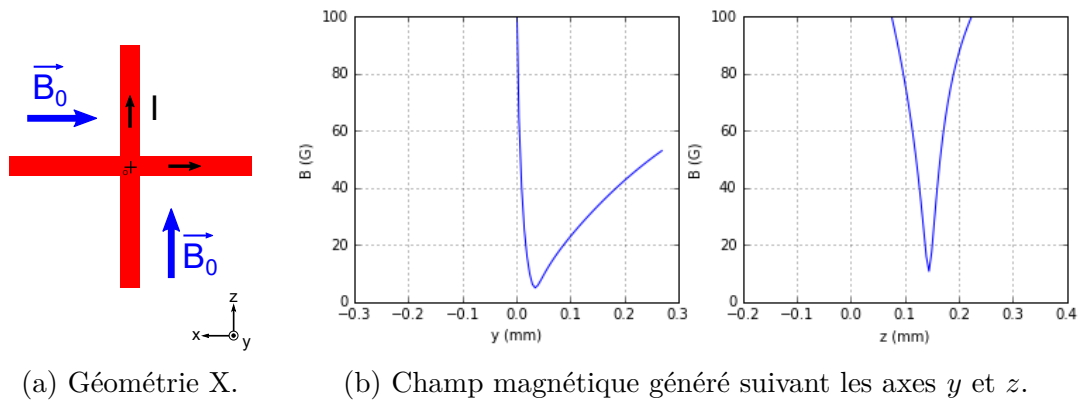


FIGURE I.25 – Piège en X.

Dans le cas des géométries en Z et en X le champ magnétique au centre du piège correspond à un potentiel harmonique avec des pulsations qui dépendent des courbures du potentiel :

$$\omega_i = \sqrt{\frac{\mu}{m} B_i''} \quad (\text{I.44})$$

avec $i = [x, y, z]$.

À titre indicatif, les calculs et les illustrations des champs magnétiques des figures I.23 à I.25 ont été effectuées avec le programme que j'ai développé et qui est décrit dans l'annexe D. Pour ces calculs, les fils de puce possèdent une hauteur $h = 5 \mu\text{m}$, une largeur $w = 800 \mu\text{m}$, ils sont parcourus par un courant $I = 3 \text{ A}$ et le champ magnétique homogène est $B_0 = 14 \text{ G}$.

Refroidissement évaporatif

Les atomes sont placés dans un puits de potentiel $U(\vec{r}) = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}(\vec{r})$. Afin de chasser du piège les atomes les plus énergétiques, l'une des méthodes [68] consiste à coupler deux sous-niveaux magnétiques à l'aide d'un champ magnétique radiofréquence oscillant. Les atomes les plus énergétiques sont transférés dans le sous-niveau anti-piégeant, comme montré sur la figure I.26. La dégénérescence entre les sous-niveaux est levée par le champ magnétique statique du piège. Le champ radiofréquence s'écrit :

$$\vec{B}_{RF} = B_{RF} \cdot \cos(\omega_{RF} \cdot t) \cdot \vec{e}_{RF} \quad (\text{I.45})$$

où ω_{RF} est la fréquence d'oscillation du champ magnétique qui couple les sous-niveaux magnétiques $|F, m_F\rangle \rightarrow |F, m_F \pm 1\rangle$. Dans le cas de l'atome de rubidium 87, ω_{RF} est de l'ordre de la centaine de mégaHertz. La transition a lieu lorsque :

$$g \cdot \mu \cdot \vec{B}(r) = \hbar \cdot \omega_{RF} \quad (\text{I.46})$$

qui dépend de la position de l'atome. La fréquence d'oscillation du champ magnétique est ensuite diminuée adiabatiquement jusqu'à quelques MHz, de façon à transférer des atomes de moins en moins chaud dans le sous niveau non-piégeant et d'obtenir un nuage d'atomes ultra-froids. Le critère d'adiabaticité de cette transition est :

$$T \cdot \omega_L \gg 1 \quad (\text{I.47})$$

où T est le temps de transition et $\omega_L = g \cdot \mu \cdot B_{RF} / \hbar$ est la fréquence de Rabi du champ oscillant.

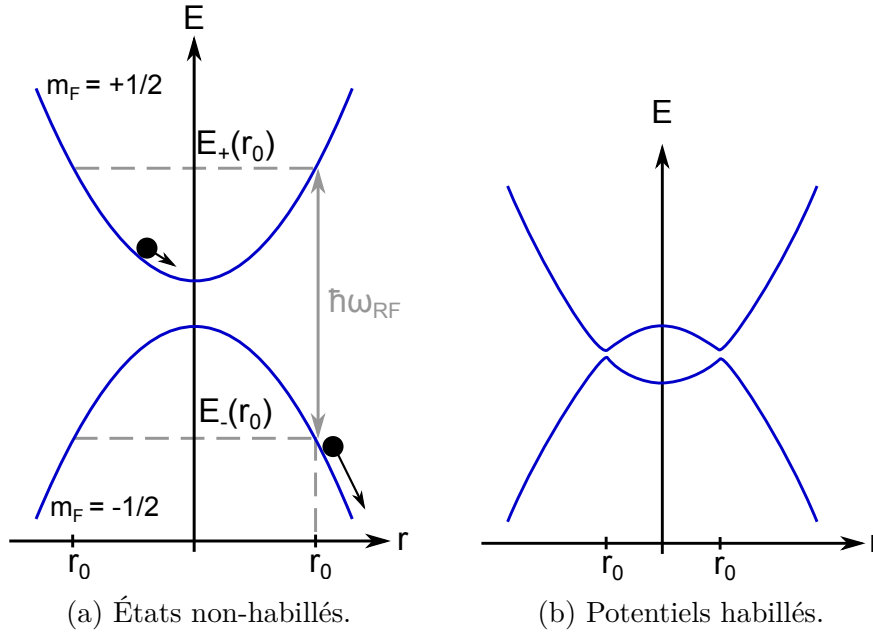


FIGURE I.26 – Refroidissement évaporatif. Les atomes suffisamment énergétiques peuvent se déplacer assez loin dans le piège et subir la transition vers un sous-niveau anti-piégeant.

Pour une vitesse atomique v le temps de transition est donné par $T = \frac{d}{v}$ où d est l'extension spatiale de l'anti-croisement, qui est de l'ordre de B_{RF}/B' . Ce qui donne :

$$B_{RF}^2 \gg \frac{\hbar}{g \cdot \mu} v \cdot B' \quad (\text{I.48})$$

L'amplitude du champ oscillant nécessaire pour effectuer des transitions adiabatiques dépend du gradient du champ B' du piège et de la vitesse v des atomes. La vitesse d'atomes piégés dépend uniquement de leur température, la relation entre l'énergie thermique et l'énergie cinétique est donnée par :

$$\frac{3}{2} k_B \cdot T = \frac{1}{2} m \cdot v^2 \quad (\text{I.49})$$

La méthode de refroidissement évaporatif permet de tronquer le piège à partir d'une position r_0 sans en modifier la forme. En diminuant progressivement la fréquence ω_{RF} du champ oscillant, nous effectuons une rampe d'évaporation où les atomes les plus chauds sont éjectés du piège par collisions élastiques ce qui diminue la température du nuage d'atomes.

Comme je l'ai dit précédemment, c'est la structure en Z qui est utilisée pour piéger les atomes lors du refroidissement évaporatif. Le champ magnétique radiofréquence pourra quant à lui généré par la structure en U qui est coupée après l'étape de PMO-3D.

I.3.2 Ascenseur à atomes

L'ascenseur à atomes consiste en un réseau optique en mouvement piégeant les atomes dans un potentiel périodique. Ce phénomène de transport cohérent d'atomes est lié au phénomène des oscillations de Bloch, qui correspond au mouvement périodique d'électrons dans un réseau cristallin en présence d'un champ électrique. Il a d'abord été prédit en physique des solides dans les années 1930 [69] puis observé dans un super-réseau de semi-conducteurs à la fin des années 1950 [70] et ensuite pour des atomes dans un réseau optique dans les années 1990 [71]. L'aspect qui nous intéresse dans cet outil est la capacité à lancer des atomes de manière cohérente. De cette manière nous pouvons lancer les atomes vers le haut sans les réchauffer, ce qui nous permettra d'augmenter le temps d'interrogation et de préserver leur faible température.

L'ascenseur à atomes peut aussi permettre de préparer plusieurs nuages d'atomes à des hauteurs différentes à partir d'une seule source, cela en préparant le nuage suivant après que le précédent ait été lancé [72]. C'est de cette méthode dont je me suis servi pour réaliser un gradiomètre, car dans sa première phase l'expérience ne possède qu'une source d'atomes.

Réseau stationnaire

Le réseau optique est constitué par l'interférence de deux faisceaux lasers contra-propageants. Si les deux lasers sont à la même fréquence, les atomes voient un réseau stationnaire dont l'intensité lumineuse est donnée par :

$$I(z) = \langle EE^* \rangle = 2E_0^2 \cos^2(k.z) \quad (\text{I.50})$$

avec $\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$ la somme des champs des deux faisceaux lasers. Le potentiel lumineux s'écrit alors :

$$\begin{aligned} U(z) &= U_0 \cdot \cos^2(k.z) \\ &= U_0 \cdot \frac{1 + \cos(2k.z)}{2} \end{aligned} \quad (\text{I.51})$$

avec :

$$U_0 = \frac{\hbar\Gamma}{2} \frac{\Gamma}{\Delta} \frac{I}{I_{sat}} \quad (\text{I.52})$$

où I est l'intensité des faisceaux laser et

$$I_{sat} = \frac{\pi}{3} \frac{\hbar \cdot \omega \cdot \Gamma}{\lambda^2} \quad (\text{I.53})$$

l'intensité de saturation des atomes, où λ est la longueur d'onde des faisceaux laser. U_0 est donc proportionnel à I/Δ . Le potentiel de piégeage est d'autant plus élevé que l'intensité lumineuse est forte¹. L'Hamiltonien de l'atome dans ce potentiel peut s'écrire :

$$\begin{aligned} H &= \frac{p^2}{2m} + U(z) \\ &= \frac{p^2}{2m} + \frac{U_0}{2} \cos(2k.z) \end{aligned} \quad (\text{I.54})$$

Nous remarquons que c'est un Hamiltonien invariant par translation et périodique de période :

$$d = \frac{2\pi}{2k} = \frac{\lambda}{2} \quad (\text{I.55})$$

Les états propres de cet Hamiltonien s'écrivent alors sous la forme :

$$\Psi_{n,q}(z) = u_{n,q}(z) \cdot \exp(i.q.z) \quad (\text{I.56})$$

où q représente la quasi-impulsion et n l'indice de bande dont le spectre d'énergie est constitué (voir figure I.27). La fonction $u_{n,q}(z)$ est périodique, la quasi-impulsion q possède donc des valeurs identiques modulo $\frac{2\pi}{d}$.

Lorsque les atomes sont piégés dans le réseau nous pouvons distinguer deux régimes de piégeage :

- la limite des liaisons faibles, où le potentiel est peu profond, $U_0/4 \ll 4E_r$, les atomes voient l'onde lumineuse comme une perturbation (représentée figure I.27a) ;
- la limite des liaisons fortes, où le potentiel est très profond, $U_0 \gg E_r$, les atomes sont piégés dans des puits de potentiel² (représentée figure I.27b).

où $E_r = \frac{\hbar^2.k^2}{2m}$ est l'énergie de recul qui correspond à l'énergie cinétique acquise par un atome lorsqu'il absorbe un photon. Nous verrons par la suite, dans la section III.3, que dans notre cas nous travaillons dans le régime des liaisons fortes.

1. Dans le cas de la transition D₂ du ⁸⁷Rb $I_{sat} = 1,67 \text{ mW/cm}^2$.

2. À titre indicatif, pour la transition D₂ du ⁸⁷Rb, avec un désaccord $\Delta = 50 \text{ GHz}$, le puits de potentiel U_0 est de même grandeur que l'énergie de recul E_r de l'atome pour une intensité laser $I = 15 \text{ mW/cm}^2$.

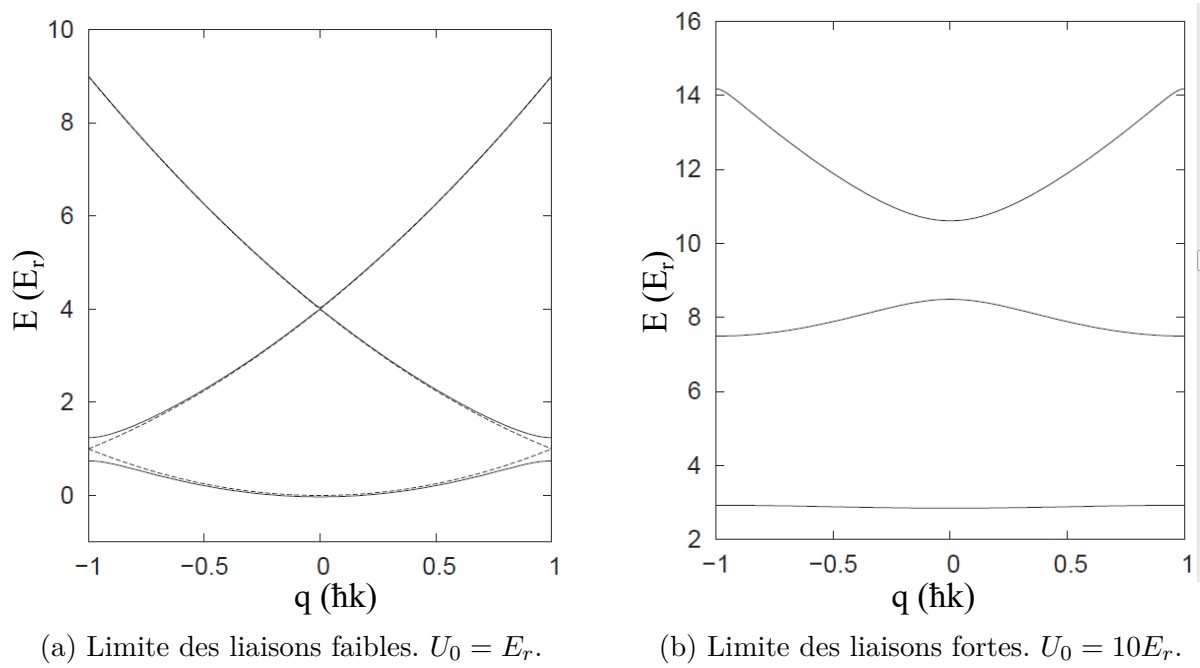


FIGURE I.27 – Niveaux d'énergie des états de Bloch. Sont représentés les trois premières bandes d'énergie des atomes en fonction de leur quasi-impulsion. Tirée de [73]

Réseau en mouvement

Si les faisceaux lasers ne sont pas à la même fréquence, le réseau est alors en mouvement et permet un transfert cohérent d'impulsion aux atomes. C'est cet aspect qui nous intéresse car il permet de générer un ascenseur à atomes. Cette technique a été mise au point juste après l'observation d'atomes piégés dans un réseau optique [74]. Les atomes voient alors une intensité lumineuse :

$$I(z, t) = \langle E \cdot E^* \rangle = 2E_0^2 \cos^2 \left(k \cdot z - \frac{\partial \omega}{2} t \right) \quad (\text{I.57})$$

où $\partial \omega = \omega_1 - \omega_2$ est la différence de fréquence entre les deux faisceaux lasers. Le réseau est alors stationnaire dans le référentiel se déplaçant à la vitesse :

$$v_{res} = \frac{dz}{dt} = \frac{\partial \omega}{2k} \quad (\text{I.58})$$

En effectuant une rampe sur la différence de fréquence des lasers $\partial \omega$ le réseau est accéléré. Les atomes subissent alors une force :

$$F_{res} = -\frac{m}{2k} \frac{d\partial \omega}{dt} \quad (\text{I.59})$$

et donc une accélération :

$$a_{res} = \frac{1}{2k} \frac{d\partial\omega}{dt} \quad (\text{I.60})$$

L'hamiltonien dans le référentiel du laboratoire s'écrit alors :

$$H_{lab} = \frac{p^2}{2m} + \frac{U_0}{2} \cos\left(2k\left(z - \frac{1}{2}a_{res}t^2\right)\right) \quad (\text{I.61})$$

En changeant de référentiel et en se plaçant dans le référentiel accéléré l'hamiltonien devient :

$$H_{res} = \frac{p^2}{2m} + \frac{U_0}{2} \cos(2k.z) - m.a_{res}z \quad (\text{I.62})$$

Limite du nombre d'oscillations

Lorsque des atomes sont piégés dans un réseau accéléré, ces derniers subissent une force F_{res} (voir l'équation I.59). L'hamiltonien des atomes dans le potentiel est alors modifié et les états de Bloch ne sont plus des états propres du système. Cependant, sous l'effet de cette force, la quasi-impulsion augmente linéairement avec le temps, et parcourt donc de façon périodique une période spatiale du réseau réciproque, qui est définie comme la première zone de Brillouin. Dû à la périodicité spatiale du réseau réciproque, la quasi-impulsion est "repliée" sur elle-même et les atomes vont balayer la même partie du réseau avec une période temporelle, appelé période de Bloch, donnée par :

$$\tau_B = \frac{2\hbar.k}{m.a} \quad (\text{I.63})$$

Nous pouvons aussi interpréter ce phénomène, dit d'oscillation de Bloch, comme une succession de transitions à deux photons qui transfèrent une impulsion de $2\hbar.k$ à chaque oscillation. L'efficacité des oscillations de Bloch est limitée par deux effets. Premièrement, les pertes dues à l'accélération, les pertes Landau-Zener. Lorsque l'accélération est trop élevée, ces transitions ne sont plus adiabatiques et les atomes ne restent pas dans la bande d'énergie fondamentale. Les atomes en bord de zone voient leur probabilité de transition dans la zone supérieure augmenter. Deuxièmement, les pertes par émission spontanée des atomes dans les faisceaux lasers. Malgré le grand désaccord des faisceaux de l'onde stationnaire, les atomes diffusent tout de même des photons de façon incohérente, ce qui limite le temps qu'ils peuvent passer dans le réseau.

L'accélération des atomes est en fait limitée par une accélération critique a_c qui est donnée par :

– dans la limite des liaisons faibles :

$$a_c = \frac{a_0}{16} \left(\frac{U_0}{E_r} \right)^2 \quad (\text{I.64})$$

– dans la limite des liaisons fortes :

$$a_c = \sqrt{2} a_0 \left(\frac{U_0}{E_r} \right)^{3/4} \quad (\text{I.65})$$

avec $a_0 = \frac{\hbar^2 k^3}{m^2}$ qui est homogène à une accélération.

Lorsque l'accélération est assez faible, $a \ll a_c$, la transition est alors dite adiabatique, les atomes vont rester dans la même bande d'énergie et effectuer des oscillations de période τ_B . Le nombre d'oscillations effectué dépend alors du temps passé dans le réseau :

$$N(t) = \frac{t}{\tau_B} \quad (\text{I.66})$$

La fraction d'atomes accélérés au bout de N oscillations s'écrit :

$$P_{acc}(t) = \left(1 - \exp\left(-\frac{a_c}{a}\right) \right)^{N(t)} \quad (\text{I.67})$$

Le taux d'émission spontanée pour des atomes piégés par un faisceau laser de puissance I , considérée ici comme uniforme, dans le cas où le désaccord est grand, $\Delta \gg \Gamma$, est donné par :

$$\Gamma_{sp} = \frac{1}{4} \frac{\Gamma^3}{\Delta^2} \frac{I}{I_{sat}} \quad (\text{I.68})$$

Il peut aussi être écrit en fonction de la profondeur du potentiel :

$$\Gamma_{sp} = \frac{1}{2} \frac{U_0}{\hbar} \frac{\Gamma}{\Delta} \quad (\text{I.69})$$

Nous pouvons remarquer qu'en augmentant proportionnellement l'intensité I et le désaccord Δ , le potentiel U_0 , et donc l'accélération critique, reste identique (d'après l'équation I.52) mais le taux d'émission spontanée Γ_{sp} diminue. L'utilisation de lasers puissants permet donc de réduire l'émission spontanée et de conserver les atomes plus longtemps dans le piège optique.

Cependant, les atomes sont ici piégés dans un potentiel périodique, car les deux faisceaux lasers interfèrent entre eux et l'intensité du réseau n'est pas uniforme. Le taux d'émission spontanée s'écrit alors :

$$\begin{aligned}
 \Gamma_{sp}(z) &= \frac{U(z)}{\hbar} \frac{\Gamma}{\Delta} \\
 &= \frac{U_0}{\hbar} \cos^2(k_{eff}z) \frac{\Gamma}{\Delta}
 \end{aligned}
 \tag{I.70}$$

Le taux d'émission spontanée moyen dépend alors du régime de liaison dans lequel nous sommes :

- dans la limite des liaisons faibles nous avons :

$$\Gamma_{sp} \simeq \frac{1}{2} \frac{U_0}{\hbar} \frac{\Gamma}{\Delta}
 \tag{I.71}$$

- dans la limite des liaisons fortes nous avons deux cas :
 - Δ est négatif :

$$\Gamma_{sp} \simeq \frac{U_0}{\hbar} \frac{\Gamma}{\Delta}
 \tag{I.72}$$

- Δ est positif :

$$\Gamma_{sp} \simeq \frac{1}{2} \frac{U_0}{\hbar} \frac{\Gamma}{\Delta} \sqrt{\frac{E_r}{|U_0|}}
 \tag{I.73}$$

Ce qui signifie que dans la limite des interactions fortes, choisir un désaccord positif pour les lasers, c'est-à-dire les désaccorder dans le bleu, réduit le taux d'émission spontanée. La fraction d'atomes n'ayant pas subi d'émission spontanée s'écrit :

$$P_{sp}(t) = \exp(-\Gamma_{sp}.t)
 \tag{I.74}$$

Nous remarquons que, à une intensité et un désaccord fixé, pour obtenir une vitesse en sortie d'ascenseur fixé à $v_{res} = a_{res}.t_{res}$ nous pouvons utiliser soit une accélération faible et un temps long, pour lequel les pertes seront dominées par l'émission spontanée, soit une accélération élevée et un temps court, pour lequel les pertes seront dominées par l'effet Landau-Zener. Il existe donc un temps t_{res} optimal pour lequel les pertes seront minimales, ce point sera traité dans la section III.3 de ce manuscrit.

I.3.3 Séparatrices multi-photoniques

Comme nous l'avons vu dans la sous-section I.2.3 le facteur d'échelle des capteurs inertiels atomiques (écrit dans les équations I.24 et I.32) dépend du nombre d'onde k des lasers et du temps T de l'interféromètre. Ce qui signifie que sa sensibilité inertielle augmente en fonction de l'impulsion transmise $\hbar.k_{eff}$ aux atomes par les lasers et de la durée du temps d'interrogation T de l'interféromètre. Pour augmenter cette sensibilité, nous pouvons donc jouer sur ces deux termes. L'une des méthodes qui a été démontrée en 1995 [75] consiste à transférer davantage d'impulsion aux atomes en utilisant la diffraction de

Bragg d'ordre élevé. Lors d'une transition classique à deux photons l'impulsion transmise est $\hbar.k_{eff} = 2\hbar.k$. Avec des transitions multi-photoniques les atomes diffractés à l'ordre N (comme dans la figure I.28) reçoivent une impulsion $\hbar.k_{eff} = 2N.\hbar.k$, ils acquièrent alors une vitesse $v = 2N.v_r = 2N\frac{\hbar.k}{m}$.

C'est cette méthode que nous voulons mettre en place à terme sur notre expérience, car elle permet d'augmenter la sensibilité avec un encombrement et un temps de cycle identique.

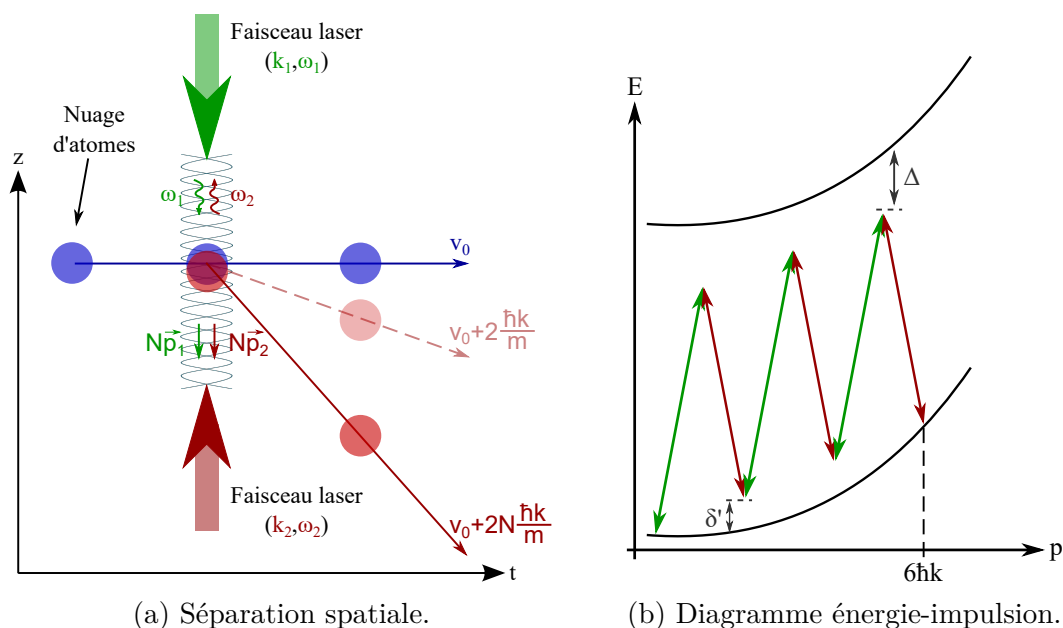


FIGURE I.28 – Séparatrice multi-photonique. Pour une séparation d'ordre N la vitesse de recul sera N fois plus élevée. Le décalage en fréquence entre les deux faisceaux est réglé de sorte à compenser l'effet Doppler résultant.

Différentes méthodes ont déjà été utilisées pour générer des séparations d'ordre élevé. Une première approche consiste à effectuer une séparation élevée avec une seule impulsion [76]. Une seconde méthode consiste à générer une grande séparation à l'aide de plusieurs impulsions répétées d'ordre plus faible [77, 78]. Une troisième méthode utilise un ascenseur à atomes pour augmenter la séparation après une impulsion d'ordre faible [79]. Une quatrième méthode fonctionne en utilisant une impulsion multi-photonique avec un passage adiabatique rapide [80], où l'impulsion est temporellement plus longue tandis que la fréquence est balayée continûment durant l'impulsion.

Plusieurs de ces méthodes peuvent être combinées, comme l'utilisation de plusieurs impulsions d'ordre faible ainsi que d'un ascenseur à atomes [81]. Il est aussi possible de réaliser une double séparation en utilisant des faisceaux contra-propageants générés par un miroir de rétro-réflexion [82, 83].

Notre observable est la probabilité de transition, qui dépend certes de la phase mais aussi du contraste de l'interféromètre. Pour un bruit (de détection) σ_P donné sur la

probabilité de transition (à mi-frange), nous avons d'après l'équation I.18 un bruit sur la mesure d'accélération σ_a donné par :

$$\sigma_a = \frac{\sigma_P}{C.k_{eff}.T^2} \quad (\text{I.75})$$

La sensibilité de la mesure augmente avec l'impulsion $\hbar.k_{eff}$, mais diminue si le contraste C décroît. L'enjeu est donc de préserver un bon contraste lorsque nous utilisons ces techniques de séparatrices multi-photoniques [81].

I.4 Conclusion

L'objectif de notre projet est de construire un nouveau capteur inertiel atomique, un gradiomètre de gravité, utilisant de nouveaux outils. Classiquement, les outils utilisés sont le refroidissement par PMO-3D pour refroidir les atomes à une température de $\simeq 2 \mu\text{K}$, le lancer par mélasse mouvante et l'interrogation à deux photons. Ces méthodes permettent d'atteindre des sensibilités gradiométriques de $40 \text{ E}/\sqrt{Hz}$. Ce qui est encore au dessus des gradiomètres de gravité de terrain à l'état de l'art, qui possèdent une sensibilité comprise entre 2 et $20 \text{ E}/\sqrt{Hz}$. Il existe cependant de nouveaux outils permettant d'améliorer la sensibilité des interféromètres atomiques. Ces outils sont le refroidissement évaporatif sur puce à atomes, permettant d'atteindre des températures de l'ordre de 100 nK, l'ascenseur à atomes, qui peut lancer des nuages d'atomes de manière cohérente avec une dispersion en vitesse plus faible que les mélasses mouvantes, et les séparatrices multi-photoniques, qui permettent d'augmenter la séparation des bras de l'interféromètre, et donc sa sensibilité intrinsèque.

Ces méthodes sont certes connues et déjà utilisées, mais le défi de notre expérience consiste à les utiliser tous ensemble afin d'améliorer significativement la sensibilité de la mesure par rapport à l'état de l'art. Nous allons le voir dans les chapitres suivants, une partie importante de mon travail de thèse a porté sur le développement et la caractérisation de certains de ces nouveaux outils, et en particulier sur l'utilisation de l'ascenseur à atomes et la fabrication des puces à atomes. Ces outils ont été ou seront implémentés dans le dispositif expérimental, dont j'ai construit une première partie durant ma thèse, et qui m'a permis de réaliser des premières expériences d'interférométrie en mode différentiel.

CHAPITRE II

DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

Comme nous l'avons vu à la fin du chapitre précédent, notre expérience vise à construire un nouveau type de gradiomètre atomique qui utilisera de nouveaux outils pour l'interférométrie atomique, telles que les atomes ultra-froids sur puces, l'ascenseur à atome et des séparatrices multi-photoniques.

Dans ce chapitre, je vais décrire les éléments du dispositif expérimental élaborés durant cette thèse, pour mettre en place la première partie de l'expérience. Je commencerai par présenter le fonctionnement du dispositif expérimental envisagé à terme, puis celui de la première partie. Je décrirai ensuite le montage des différents composants du senseur atomique, la partie de l'expérience où est réalisée l'interférométrie atomique, qui est maintenue sous ultra-vide. Pour cela, je vais décrire les outils utilisés afin de garantir un vide de l'ordre de 10^{-9} mbar au sein de l'enceinte, les accès optiques que nous utilisons pour permettre aux différents lasers d'accéder au sein de l'enceinte à vide, l'antenne micro-onde qui permet de générer dans toute l'enceinte des transitions électroniques ainsi que la structure mise en place afin de soutenir l'ensemble du senseur atomique. J'expliquerai ensuite les différents éléments pour contrôler le champ magnétique au sein du senseur atomique, à savoir les bobines pour générer le gradient de champ magnétique pour le PMO-3D, les bobines pour générer le champ magnétique homogène pour la puce à atomes, les bobines pour lever la dégénérescence des sous-niveaux magnétiques des atomes et le blindage magnétique pour atténuer le champ magnétique extérieur d'environ 20 dB.

Je détaillerai ensuite le fonctionnement et les paramètres du PMO-2D et du PMO-3D que nous utilisons pour charger et piéger et refroidir les atomes. J'expliquerai aussi le fonctionnement de deux types de détection, la détection par fluorescence, qui est celle utilisée sur notre expérience, et la détection par imagerie, que nous voulons utiliser à terme.

Je finirai par décrire les systèmes lasers que nous utilisons dans notre expérience pour générer les différents faisceaux lasers. Nous utilisons deux bancs laser. Le premier est en espace libre et génère les lasers utilisés pour le refroidissement, l'interrogation Raman et la détection par fluorescence. Le second est fibré et génère les lasers utilisés pour réaliser l'ascenseur à atomes et la diffraction de Bragg en vue de réaliser des séparatrices multi-photoniques.

II.1 Présentation

Ce projet de gradiomètre de gravité a démarré avec ma thèse. J'ai commencé par concevoir l'expérience envisagée dans sa configuration finale, puis j'ai monté une première partie de l'expérience afin de caractériser et valider les outils que nous voulons utiliser. Je vais décrire ces deux dispositifs.

II.1.1 Dispositif envisagé

Le gradiomètre sera composé de deux gravimètres manipulant des atomes de rubidium 87. La différence de gravité mesurée entre ces deux gravimètres placés à la verticale l'un par rapport à l'autre nous donnera le gradient de gravité vertical local. Afin d'obtenir un temps de cycle plus court, les nuages d'atomes des deux gravimètres seront préparés et interrogés en simultané dans deux parties de l'enceinte différentes.

La géométrie sera donc, comme représentée dans la figure II.1a, avec deux zones de préparation superposées dans lesquels les atomes seront piégés. Le faisceau laser d'interrogation permettant de réaliser l'interféromètre sera orienté verticalement et les deux nuages d'atomes seront interrogés par ce même laser. La mesure gradiométrique simultanée avec le même laser nous permettra de supprimer les bruits de mode commun (je détaillerai cet aspect dans la section III.5), tels que le bruit de phase des lasers, le bruit de vibrations etc.

Pour obtenir des atomes ultra-froids rapidement nous avons décidé d'utiliser des puces à atomes, où nous allons piéger nos atomes dans un champ magnéto-statique et les refroidir par refroidissement évaporatif. Les puces seront positionnées verticalement pour laisser le faisceau d'interrogation se propager (comme représenté dans la sous-figure II.1b). La séquence de refroidissement sera divisée en deux macro-étapes : d'abord le refroidissement dans un PMO-3D, où nous utiliserons la puce comme miroir pour réaliser un piège magnéto-optique miroir à trois dimensions (PMOm-3D) ; ensuite le refroidissement évaporatif dans le piège magnétique créé par la puce à atomes. La réalisation de l'interrogation gradiométrique se décompose en plusieurs étapes :

- le refroidissement par PMOm-3D ;
- le refroidissement évaporatif sur puce à atomes ;
- le lancer vertical par l'ascenseur à atomes ;
- la sélection du sous-niveau électronique ;
- l'interrogation multi-photonique ;
- la détection par absorption.

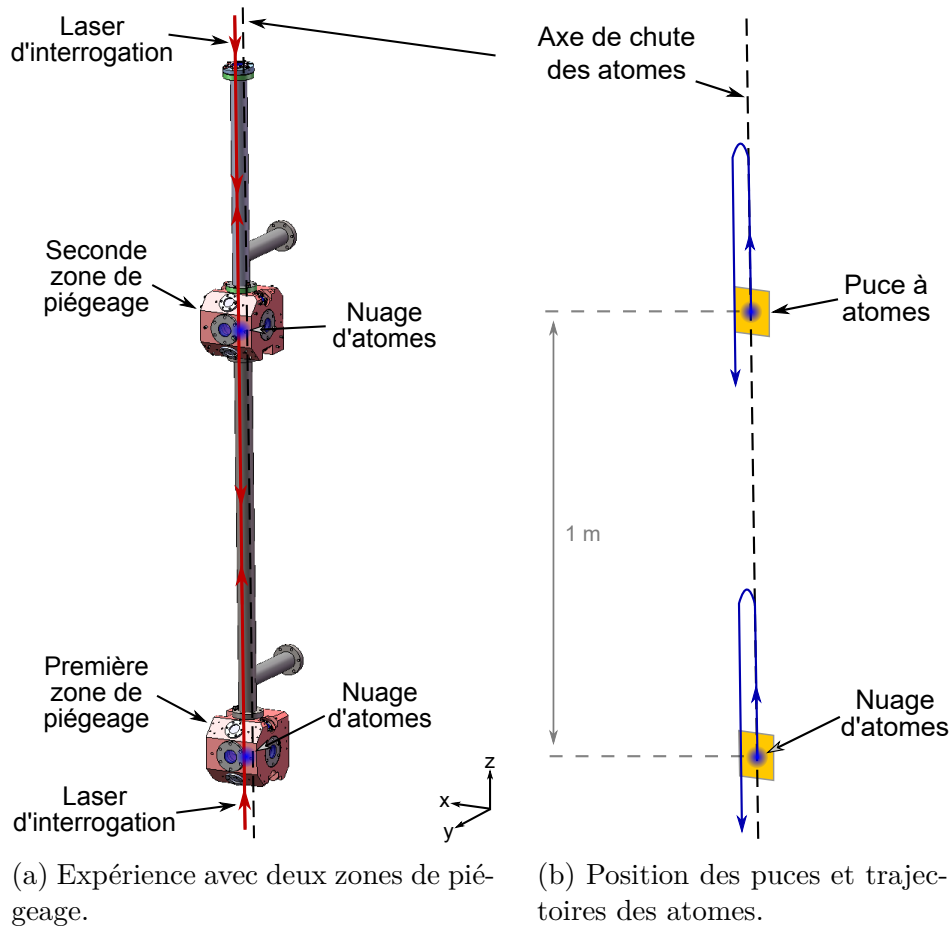


FIGURE II.1 – Configuration finale du gradiomètre. Les nuages seront préparés sur des puces à atomes dans deux zones distinctes et lancés verticalement. Le faisceau laser d'interrogation, commun aux deux nuages, réalisera des séparatrices multi-photoniques.

II.1.2 Dispositif réalisé

Dans la première phase de l'expérience, j'ai d'abord monté la partie basse de l'expérience avec une seule chambre principale, comme nous pouvons le voir sur la figure II.2, pour valider certains principes de l'expérience.

J'ai placé les bobines autour de la partie sous vide afin de pouvoir générer les différents champs magnétiques nécessaires. Concernant le banc laser, nous avons repris le banc conçu pour une ancienne expérience (décrit en détail dans [84] et que je présenterai dans la sous-section II.6.1) qui génère toutes les fréquences nécessaires pour refroidir par PMO-3D, interroger par transition Raman, et détecter par fluorescence. Dans un premier temps, nous allons donc effectuer des transitions Raman, qui nous maîtrisons bien, pour valider notre interféromètre. J'ai aussi développé deux bancs lasers, basés sur un laser télécom fibré doublé en fréquence, composé de deux bras asservis en phase pour générer des impulsions de Bragg et des fréquences de Bloch pour lancer nos atomes (il est détaillé dans la sous-section II.6.2).

Les faisceaux d'interrogation et les faisceaux de Bloch sont acheminés par une fibre à maintien de polarisation commune. Ils entrent dans l'enceinte à vide par le sommet de l'expérience et sont rétro réfléchis sur un miroir placé en bas de l'expérience. Cette partie est décrite dans le chapitre III. J'ai aussi entrepris de réaliser la puce à atomes, ce qui nécessite des études et des développements qui n'avaient jamais été réalisés dans notre laboratoire. Je détaillerai toutes les parties concernant les puces au chapitre IV pour me focaliser ici sur l'assemblage réalisé durant ma thèse. En attendant que la puce soit prête, et pour tout de même réaliser un interféromètre et tester certains outils, nous avons mis en place un miroir diélectrique pour réaliser un PMOm-3D de surface, qui sera par la suite remplacé par la puce. Avec ce dispositif nous effectuerons :

- le refroidissement par PMOm-3D ;
- le lancer vertical par l'ascenseur à atomes ;
- la sélection du sous-niveau électronique ;
- l'interrogation Raman ;
- la détection par fluorescence.

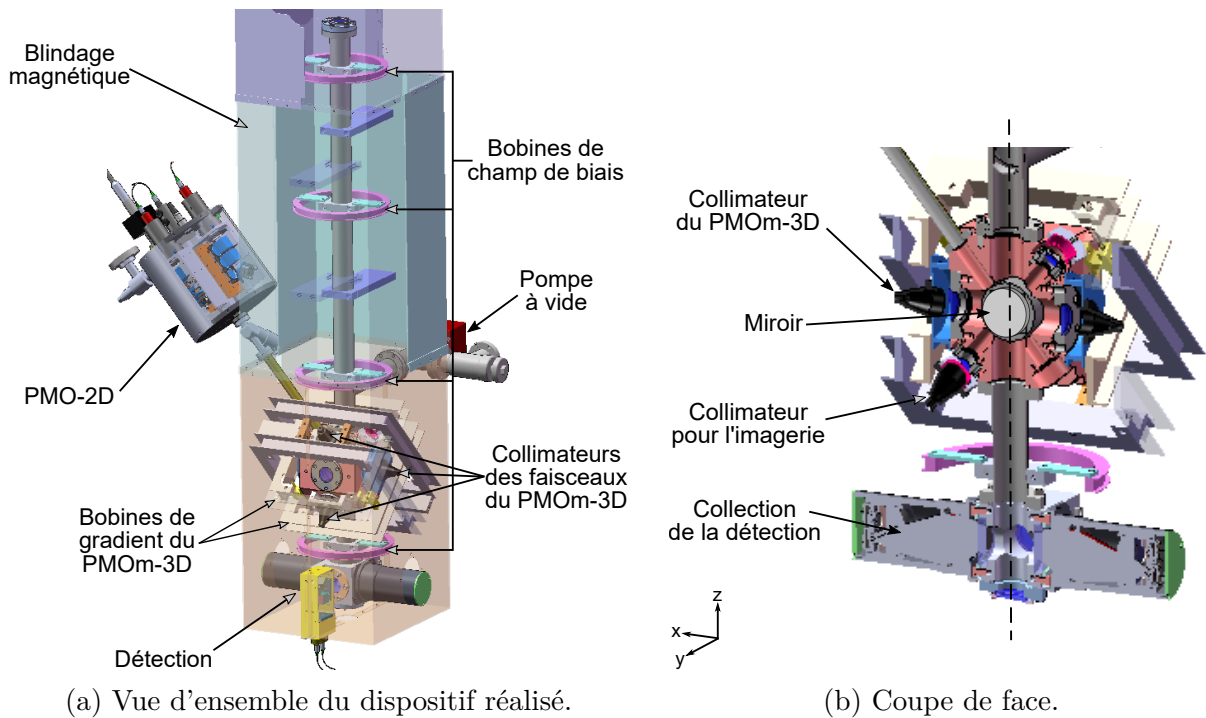


FIGURE II.2 – Expérience réalisée. Elle comporte une seule chambre principale, les bobines pour le gradient magnétique du PMOm-3D (représentées en jaune) et le miroir pour le piège de surface. La chambre de détection est encadrée par les deux systèmes de collections. La dégénérescence des sous-niveaux magnétiques est levée par quatre bobines de biais. Les trois blindages magnétiques sont représentés par des couleurs différentes. Le PMO-2D est situé en dehors des blindages, de même que la pompe à vide.

II.2 Senseur atomique

Le senseur atomique est la partie de l'expérience où est réalisée l'interféromètre atomique. C'est l'endroit où les atomes interagissent avec les faisceaux lasers et les champs magnétiques. Pour ne pas polluer l'environnement de mesure, l'interféromètre est réalisé sous ultra-vide, $\simeq 10^{-9}$ mbar (10^{-7} Pa), maintenu dans une enceinte en titane, avec des hublots pour laisser accéder les faisceaux lasers. L'ensemble est écrané du champ magnétique extérieur par un blindage magnétique et le tout est placé sur une plateforme anti-vibration. La conception mécanique de l'expérience a été réalisée par le service MUTA (Mécanique Ultra-vide et Techniques Associées) du SYRTE, avec lequel j'ai interagi pour exprimer les besoins de l'expérience et valider entre les différentes solutions possibles. Les enceintes à vide et les tubes ont été réalisés par une société extérieure, Rial Vacuum. Les supports et les collimateurs ont été réalisés dans les ateliers mécaniques de l'Observatoire, à Paris et Meudon. Les PMO-2D sont quant à eux réalisés entièrement par le service MUTA. Une fois réalisés, j'ai assemblé les collimateurs, réglé les lames à retard, le gradient de champ magnétique et l'orientation des faisceaux lasers du PMO-2D.

II.2.1 Ultra-vide

La partie ultra-vide comprend la chambre principale, où sont piégés et refroidis les atomes, la chambre de détection, située sous la chambre principale et où les atomes sont détectés en fonction de leur état interne (qui est détaillée dans la sous-section II.5.1), ainsi que le tube reliant ces deux chambres principales, le tube du PMO-2D et le tube pour le lancement des atomes au-dessus de la chambre principale.

Les enceintes et les tubes sont réalisés en titane, matériau que nous utilisons pour son faible magnétisme et ses propriétés mécaniques. L'étanchéité enceintes-tubes et enceintes-hublots est effectuée avec des raccords *ConFlat* (CF) qui possèdent un couteau de chaque côté des joints, ces joints sont en cuivre ou en indium. L'ensemble a été raccordé à une pompe turbo pour être étuvé pendant plusieurs semaines à une température ne dépassant pas 110 °C. Une fois l'étuvage fini et la pression descendue à quelques 10^{-9} mbar, le vide est entretenu par une pompe NEXTorr (SAES) composée d'une pompe passive, de type getter, d'une capacité de 100 l/s et d'une pompe active, une pompe ionique, d'une capacité de 6 l/s. Cette pompe est positionnée sur un tube raccordé par piquage au tube de lancer des atomes, et sera donc *in fine* située hors des blindages magnétiques, afin de limiter l'influence du champ magnétique de l'aimant de la pompe ionique. Le PMO-2D possède sa propre pompe ionique d'une capacité de 2 l/s.

II.2.2 Accès optiques

La chambre principale, représentée sur la figure II.3, comporte huit hublots pour les accès optiques, ainsi qu'un accès CF 63 pour introduire le support de la puce à atomes (ou du miroir). Les hublots sur les faces de côtés sont des CF 40, de chez Torr Scientific,

avec des joints collés. Les hublots sur les diagonales des faces de côté sont des CF 16 commerciaux. Quant aux hublots sur les diagonales de la face avant, ce sont des hublots non-commerciaux de diamètre 30 mm, avec des joints indium. Les hublots du haut du tube et du bas de la chambre de détection sont inclinés avec un angle de 6° par rapport à l'axe de l'expérience de façon à diminuer les réflexions parasites sur les atomes.

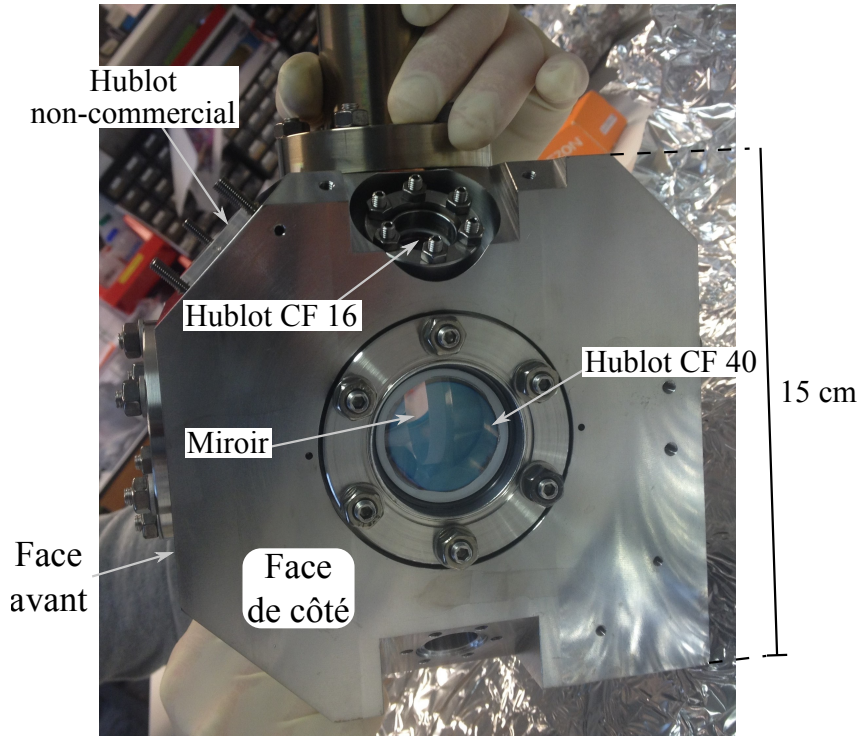


FIGURE II.3 – Chambre principale. Enceinte dans laquelle nous piégeons, refroidissons et pourrons détecter par absorption. Elle est réalisée en titane. Au centre, à travers le hublot de la face de côté, nous apercevons le miroir que nous utilisons pour le piège de surface.

II.2.3 Antenne micro-ondes

Au cours de l'assemblage ultra-vide, j'ai réalisé l'antenne micro-ondes qui nous permettra d'effectuer des transitions entre les états hyperfins de nos atomes, représentés sur la sous-figure II.4. Elle est faite à partir d'un câble rigide composé d'une gaine intérieure souple en téflon et d'une enveloppe extérieure rigide en cuivre verni. Nous avons fait le choix de placer cette antenne sous vide. Je l'ai installée dans la croix située au bout du tube piqué sur le tube de lancer des atomes. Elle est positionnée en face de la vanne utilisée pour connecter l'expérience sur un groupe de pompage et à côté de la pompe NEXTorr (voir la figure II.5). Le getter de la pompe pénétrant quasiment jusqu'au centre de la croix j'ai plié le câble rigide de l'antenne pour l'en éloigner.

J'ai dénudé le câble sur une longueur de 11 mm afin d'avoir une antenne quart d'onde¹.

1. La fréquence de transition hyperfine $|5^2S_{1/2}, F = 1\rangle \rightarrow |5^2S_{1/2}, F = 2\rangle$ du ^{87}Rb est $\nu = 6,835$ GHz. Ce qui correspond à une longueur d'onde $\lambda = c/\nu = 43,86$ mm [54].

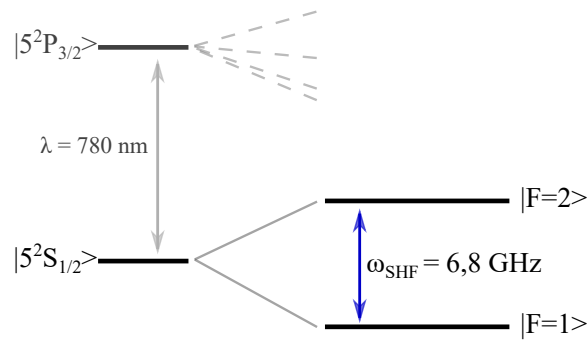


FIGURE II.4 – Transition micro-onde. Transition entre les sous-niveaux électroniques du rubidium 87 effectuée à l'aide de l'antenne micro-onde.

Pour rayonner une onde de longueur d'onde λ , la taille de l'antenne doit être un multiple de la demi-longueur d'onde, mais nous pouvons nous servir d'une antenne quart-d'onde et utiliser la masse (ici la gaine) en tant que autre moitié de l'antenne demi-onde. Afin d'assurer l'étanchéité ultra-vide de l'antenne, nous avons besoin d'appliquer de la colle à vide sur la partie de l'antenne où la gaine en téflon est apparente après avoir dénudé le câble. Cependant, lors de l'étuvage la gaine en téflon va gonfler, pousser la colle et sortir de l'enveloppe rigide, ce qui romprait l'étanchéité. Nous devons donc, avant d'appliquer la colle, chauffer le câble dans un four à $150 \text{ }^\circ\text{C}$ pour faire gonfler la gaine en téflon et découper la partie qui dépasse de l'enveloppe en cuivre. Une fois que la température du câble est redescendue à température ambiante, j'ai déposé la colle à vide, l'Epo-tek H77, sur la gaine en téflon, c'est une colle Epoxy isolante électrique et conductrice thermique.

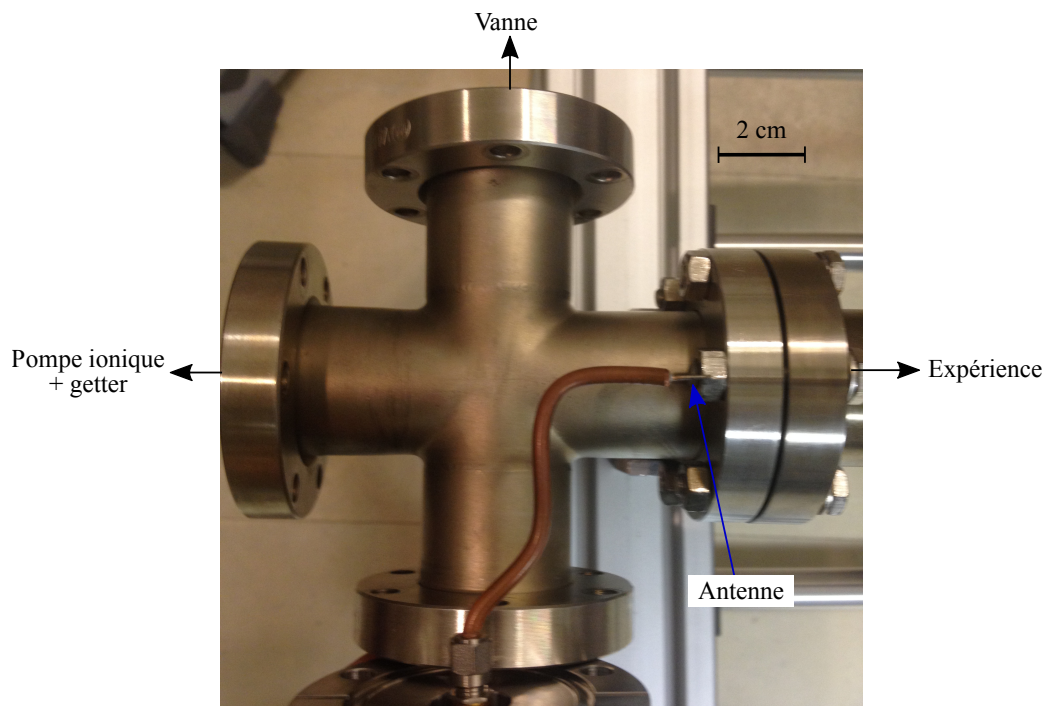
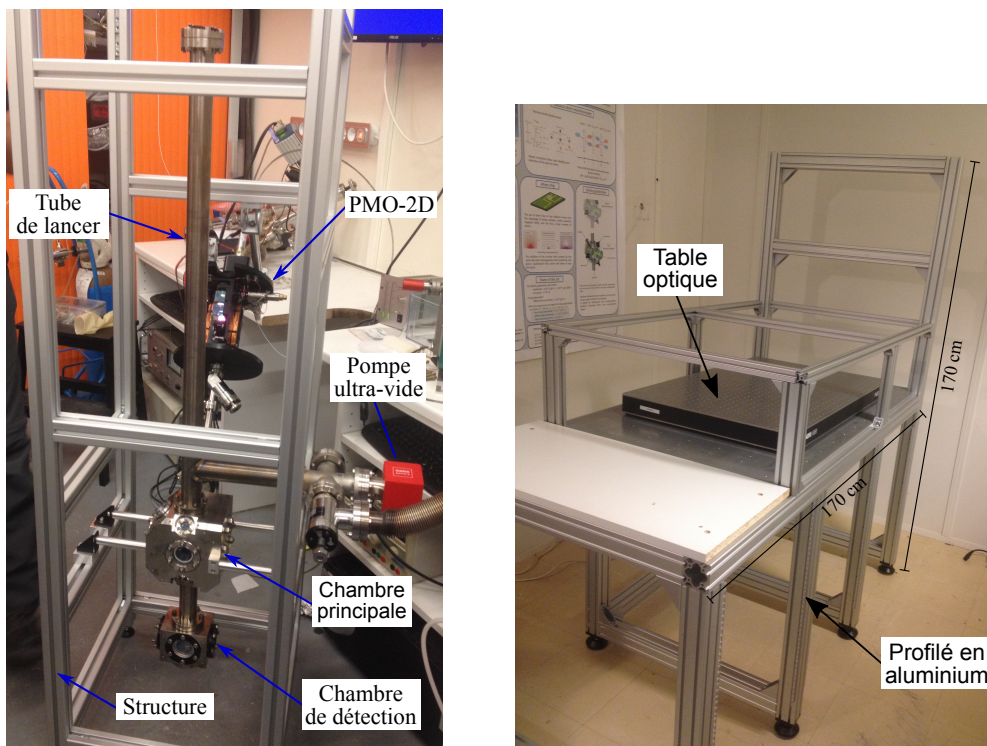


FIGURE II.5 – Antenne micro-onde et croix à vide. Le câble de l'antenne est plié afin de ne pas passer par le centre de la croix. L'extrémité du câble est dénudée sur 11 mm.

J'ai ensuite mesuré l'efficacité de propagation de la micro-onde le long du tube. L'intérieur du tube mesure 30 mm de diamètre et guide de façon assez efficace la micro-onde. La perte est de 5 dB au centre de la chambre principale et de seulement 1 dB dans le tube, probablement dû à la réflexion de l'onde sur le hublot au sommet du tube.

II.2.4 Structure

J'ai monté la structure de support du sensor atomique à partir de profilé en aluminium (Elcom). Nous avons ensuite placé le sensor atomique sur une plateforme anti-vibration (la Minus K 250BM-1). Comme nous pouvons le voir sur la figure II.6a le sensor atomique est lié rigidement à la structure par quatre tiges en titane reliées à la chambre principale. Le tube piqué amenant à la pompe à vide est quant à lui posé sur un des profilés pour soutenir le poids de la pompe mixte et de la vanne. Une plaque en aluminium dédiée aux faisceaux optiques verticaux est fixée au sommet de la structure. Les pieds de la structure sont fixés sur une grande plaque en aluminium, elle-même fixée à la plateforme d'isolation. Cette plaque sert à positionner le miroir de rétro réflexion, le collimateur du faisceau pousseur, un inclinomètre ainsi que le sismomètre (un Guralp 40T).



(a) Structure du sensor atomique.

(b) Structure du banc laser fibré.

FIGURE II.6 – Structures de l'expérience. Elles sont réalisées avec des profilés aluminium.

J'ai monté une autre structure en profilé aluminium pour accueillir le banc laser fibré (détaillé dans la section II.6.2) ainsi que les composants électroniques pour le faire fonctionner. Sur cette structure j'ai installé une table optique (une Nexus de chez Thorlabs) pour placer les composants optiques en espace libre (représentée figure II.6b).

II.3 Champs magnétique

Plusieurs types de bobines sont utilisés dans l'expérience. Pour s'affranchir des fluctuations du champ magnétique terrestre et lever la dégénérescence Zeeman, des bobines sont installées le long de l'axe vertical de la partie sous vide de l'expérience. D'autres bobines sont liées aux sources atomiques, pour générer les différents pièges magnétiques. De plus, un blindage entoure le dispositif afin d'atténuer les champs magnétiques extérieurs. Pour évaluer l'effet des bobines, j'ai utilisé le programme en Python que j'ai développé pour la conception des puces atomiques (les simulations sont expliquées dans la section IV.3 et le programme est dans l'annexe D).

II.3.1 Bobines

La chambre principale est entourée de quatre paires de bobines :

- les paires 1 et 2 pour générer un champ uniforme utilisé dans la phase de piégeage sur puce. Ces deux paires sont rectangulaires (pour minimiser l'encombrement) et perpendiculaires l'une par rapport à l'autre (voir la figure II.10a), dans la première phase de l'expérience la paire de bobine 1 est utilisée pour générer le gradient du PMOm-3D ;
- les paires 3 et 4, circulaires et positionnées contre les faces horizontales de la chambre principale (seule une paire est insérée dans le dessin). Ces dernières servent à générer un champ homogène pour décaler horizontalement le centre de piégeage du PMOm-3D et de la puce à atomes.

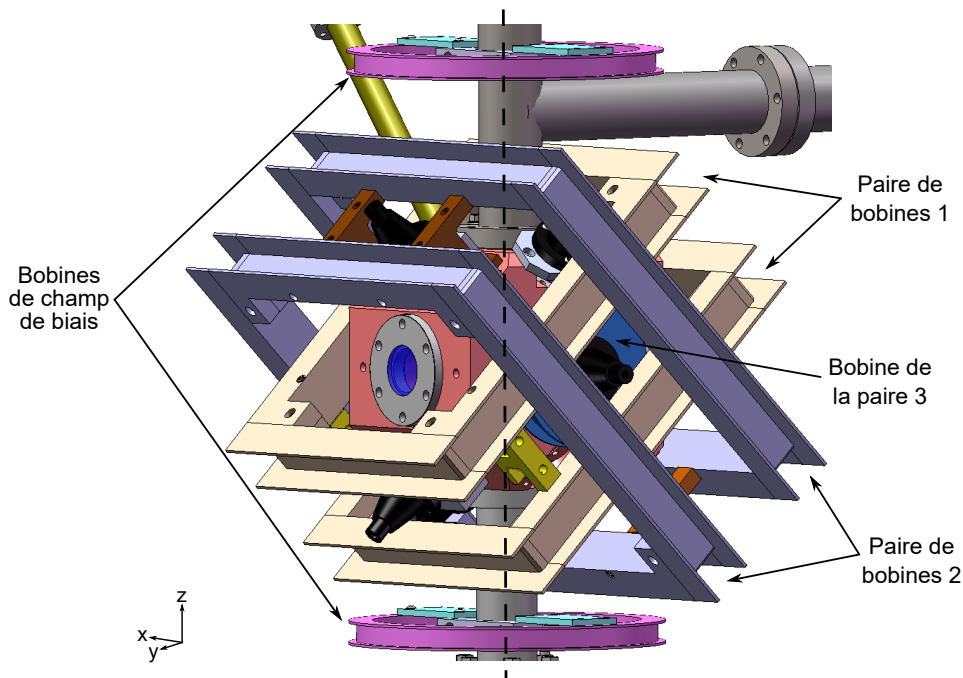


FIGURE II.7 – Bobines de champ magnétique.

L'expérience comporte aussi des bobines (quatre dans la première phase) circulaires positionnées verticalement le long de l'ensemble de l'expérience. Elles permettent d'imposer un champ vertical relativement homogène, dit champ de biais, qui sert à lever la dégénérescence des sous-niveaux magnétique des atomes.

II.3.2 Blindage

Le blindage magnétique, composé de mu-métal, est fabriqué par la société Meca Magnetic. Il est divisé en trois parties s'emboîtant verticalement, chacune divisée en deux sous-parties qui s'emboîtent horizontalement. Pour tester l'efficacité du blindage nous l'avons placé, une fois assemblé, au centre d'une cage entouré de fils de manière à créer un solénoïde. Nous avons mesuré le champ magnétique pour différentes positions le long de l'axe central (représenté figure II.8). Nous avons mesuré une atténuation (longitudinale) au centre des trois parties autour de 20 dB, soit une atténuation d'un facteur 100 en amplitude, ce qui fait passer le champ magnétique terrestre de 470 mG à quelques milliGauss. Le champ résiduel terrestre sera alors très faible comparé au champ de biais que nous appliquons, qui comme nous le verrons dans la section III.2 est de l'ordre de plusieurs centaines de milliGauss. Il sera d'autant plus faible comparé au champ homogène du piégeage sur puce, qui lui sera de 14 G comme nous le verrons dans la section IV.4. Au niveau des jonctions des parties, à cause d'un contact imparfait, l'atténuation se situe autour de 15 dB, soit d'un facteur 30 en amplitude.

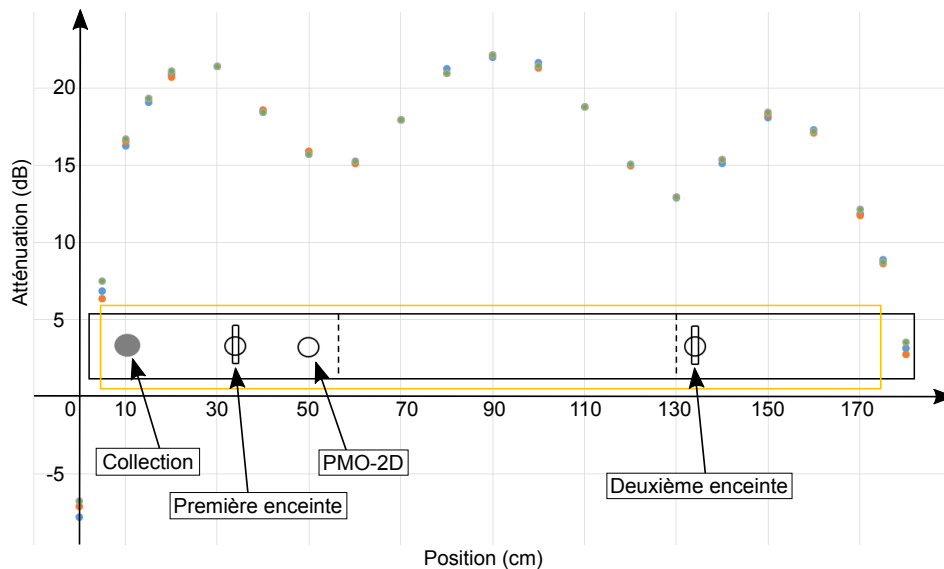


FIGURE II.8 – Atténuation du champ magnétique. Mesuré le long de l'axe central du blindage (également représenté). Le solénoïde est représenté en jaune.

Nous avons ensuite démagnétisé le blindage en faisant passer un courant alternatif élevé dans un fil enroulé en spirale le long de l'axe vertical du blindage et mesuré une nouvelle fois l'atténuation du blindage. Nous avons noté qu'elle ne variait pas. Des fils de démagnétisations ont tout de même été installés lors du montage du blindage sur l'expérience pour pouvoir le démagnétiser si son atténuation évolue dans le temps.

II.4 Piégeage et refroidissement

Les outils que nous utilisons pour piéger et refroidir les atomes sont désormais classiques dans le domaine de la physique atomique. Nous disposons d'un PMO-2D [47] où des atomes de rubidium sont piégés et refroidis dans deux directions. Les atomes sont libres dans la troisième direction qui est dirigée vers un PMO-3D [51]. L'utilisation d'un PMO-2D permet de conserver des pressions très basses dans la zone de PMO-3D. Le PMO-2D que nous utilisons est une évolution du premier réalisé dans notre laboratoire [85]. Le piège que nous utilisons est une variante du PMO-3D standard car, comme nous allons le voir, il n'utilise que quatre faisceaux lasers, dont deux sont réfléchis sur un miroir pour réaliser un piège de surface, un PMOm-3D. Les faisceaux des PMO sont constitués d'un faisceau refroidisseur combiné à un faisceau repompeur.

II.4.1 Piège magnéto-optique à deux dimensions

Pour charger efficacement le PMOm-3D, nous utilisons donc un PMO-2D qui crée, dans une enceinte à vide dédiée et raccordée à l'enceinte principale, un jet d'atomes lents de rubidium 87. Pour maintenir une pression de vapeur significative dans cette enceinte (de l'ordre de quelques 10^{-8} mbar, soit une absorption de 6%), nous chauffons le tube dans lequel est placée une ampoule de rubidium à une température de l'ordre de 50 °C. Le PMO-2D est constitué de trois zones de refroidissement, générées par deux faisceaux lasers perpendiculaires de forme elliptique possédant un diamètre de 24 mm en $1/e^2$ sur le grand axe et une puissance de 14 mW chacun.

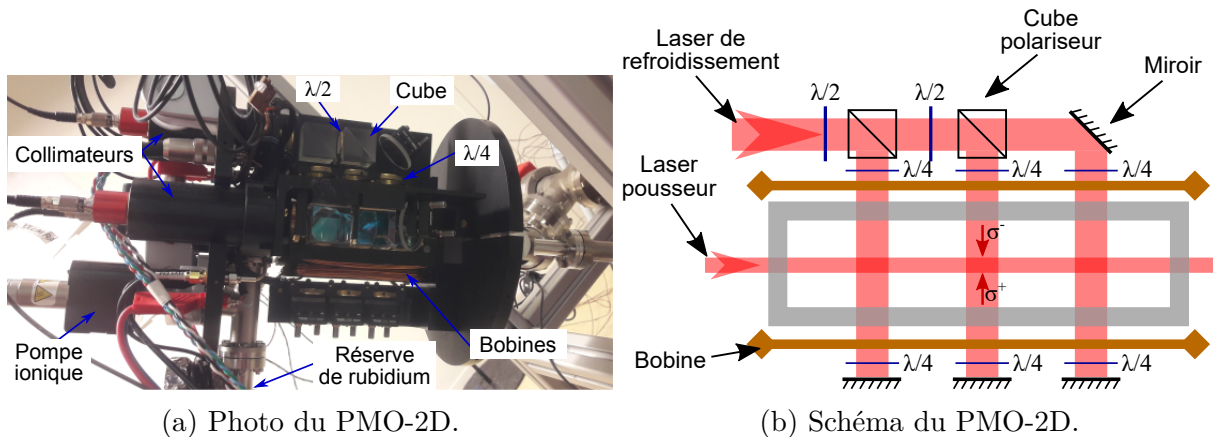


FIGURE II.9 – Piège magnéto-optique à deux dimensions. Le PMO-2D utilise deux paires de bobines pour générer des gradients de champ magnétique, ainsi que deux collimateurs pour apporter les faisceaux lasers de refroidissement. Un troisième collimateur pousse les atomes vers le PMOm-3D.

L'intensité lumineuse de chaque zone est ajustée avec des lames à retard $\lambda/2$ placées avant les cubes polariseurs, comme nous pouvons le voir sur la figure II.9. Des lames à retard $\lambda/4$ sont placées sur le chemin du faisceau avant et après l'enceinte. De cette façon

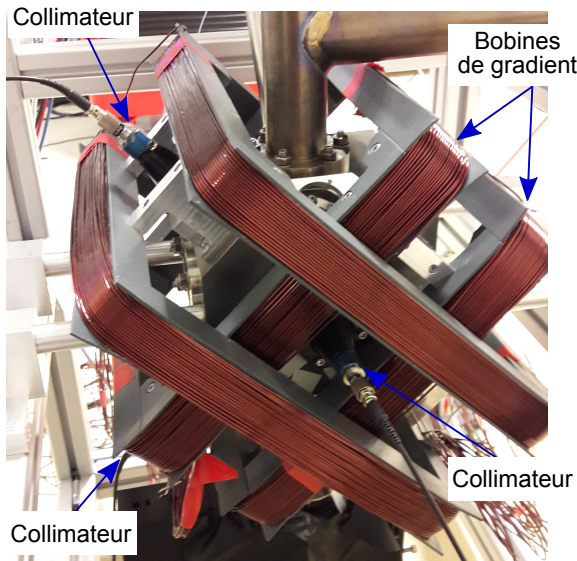
le faisceau entrant est polarisé circulairement et le faisceau réfléchi traverse deux fois la lame et a une polarisation circulaire croisée par rapport au faisceau incident. Deux paires de bobines rectangulaires, placées de part et d'autre de l'enceinte, génèrent un gradient de champ magnétique longitudinal. Les atomes sont alors piégés et refroidis dans deux directions et sont libres de se déplacer dans la longueur de l'enceinte. C'est un effet de sélection des trajectoires longitudinales qui permet de former un jet d'atomes lents. Pour orienter le jet atomique, et augmenter le flux de sortie à travers le petit trou (de 2 mm) qui sépare les enceintes, un faisceau laser placé à l'arrière de l'enceinte pousse les atomes vers le centre du PMO-3D. La puissance nécessaire au laser pousseur du PMO-2D est relativement faible, $60 \mu\text{W}$ sur un diamètre de 2,1 mm en $1/e^2$. La fréquence des deux lasers de piégeage et du laser pousseur est identique (je détaillerai cette partie dans la sous-section II.6.1). La répartition de la puissance dans les différentes nappes est à peu près équilibrée. L'efficacité du PMO-2D dépend principalement de l'alignement des faisceaux de la dernière nappe.

II.4.2 Piège magnéto-optique à trois dimensions

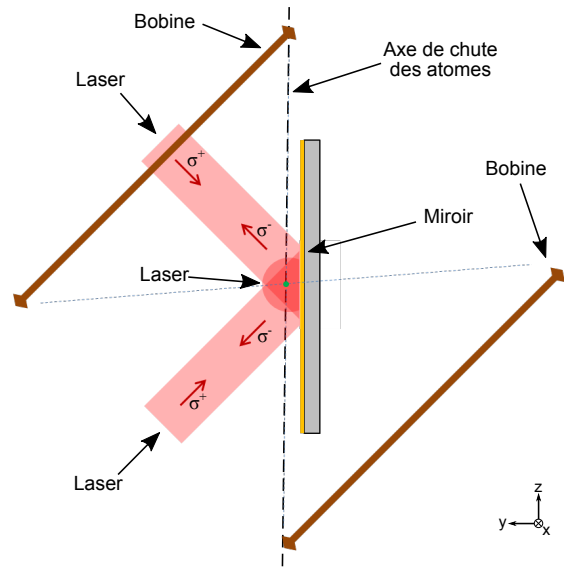
Le PMO-3D est composé d'une paire de bobines qui génère un gradient de champ magnétique et de six faisceaux lasers pour refroidir les atomes dans toutes les directions. Pour piéger les atomes, nous avons besoin d'un gradient de champ magnétique qui soit de l'ordre de 5 G/cm . J'ai utilisé des bobines rectangulaires de 19,2 cm sur 23,7 cm et distantes de 5,6 cm, sur lesquelles j'ai bobiné 220 tours de fils ce qui, en appliquant un courant raisonnable 4 A par bobine, génère un gradient de champ de $5,4 \text{ G/cm}$ (sur l'axe des bobines et la moitié sur les axes transverses). Pour un refroidissement des atomes efficace, la polarisation des faisceaux contra-propageant doit être circulaire et opposée (voir la figure II.10). Les faisceaux lasers, qui arrivent sur l'expérience dans des fibres avec une polarisation rectiligne, sont mis en forme à l'aide de collimateurs fixés sur l'enceinte qui contiennent des lames à retard $\lambda/4$ pour circulariser la polarisation des faisceaux. J'ai réglé les lames pour que le faisceau laser du haut (celui orienté selon l'axe des bobines de gradient) soit de polarisation circulaire opposée à celle des trois autres faisceaux lasers. La puissance dans chaque faisceau est de 7 mW sur un diamètre de 24 mm en $1/e^2$.

Le désaccord optimal des lasers de refroidissement lors de la phase de piégeage PMO-2D + PMO-3D est de $2,5 \Gamma^2$. S'ensuit une phase de mélasse optique, où nous coupons le champ magnétique et augmentons le désaccord jusqu'à 4Γ . Puis une phase de mélasse à grand désaccord où nous diminuons la puissance optique tout en augmentant le désaccord jusqu'à 20Γ . Ce processus nous permet de refroidir quelques 10^9 atomes à une température estimée par temps de vol à $1,8 \mu\text{K}$ en moins de 500 ms. Nous disposons au final de deux paires de bobines permettant de déplacer le nuage dans le plan horizontal, parallèlement et perpendiculairement au miroir. Ce qui nous permettrait, si nous en avons besoin, de déplacer les atomes piégés par rapport au miroir, de sorte que le centre du PMO-3D coïncide avec le centre de la mélasse optique, là où les puissances des faisceaux lasers sont identiques dans toutes les directions.

2. Pour les transitions D_2 du ^{87}Rb la largeur de raie est $\Gamma = 2\pi \cdot 6,1 \text{ MHz}$ [54]



(a) Photo de l'enceinte à vide principale.



(b) Schéma du PMOM-3D.

FIGURE II.10 – Piège magnéto-optique miroir à trois dimensions. Le PMOM-3D utilise une paire de bobines pour générer un gradient de champ magnétique. Les faisceaux lasers sont mis en forme par quatre collimateurs, dont deux sont réfléchis sur le miroir.

II.5 Détection

Je vais maintenant détailler les deux différents types de détection de l'expérience. Je décrirai d'abord le système de détection par fluorescence, où nous collectons le signal lumineux des atomes sur des photodiodes. C'est un système déjà caractérisé par d'autres expériences dans le groupe et qui est identique à celui d'une ancienne expérience [86, 85]. Il est bien adapté à la détection de populations sur différents états internes. C'est celui que j'ai utilisé au cours de ma thèse. Enfin, je présenterai succinctement la détection par absorption, où nous imagerons le signal des atomes sur une caméra dispositif à transfert de charge - *charge-coupled device* (CCD). C'est un système que nous avons élaboré au cours de cette thèse, il est bien adapté à la détection de populations spatialement séparées. Cependant, nous ne l'avons pas encore caractérisé, il sera utilisé par la suite.

II.5.1 Détection par fluorescence

Le principe de la détection par fluorescence est d'illuminer les atomes et de collecter le signal de fluorescence en résultant. Il a été développé à l'origine pour la détection sur les horloges atomiques [87]. Pour une fluorescence efficace nous avons besoin d'un faisceau laser accordé sur une transition cyclante. Comme je l'ai évoqué précédemment notre système est bien adapté à la détection sur différents états internes.

Sonde

La sonde est constituée de trois nappes de lumière horizontales, placées les unes sous les autres que les atomes traversent successivement lors de leur chute, comme nous pouvons le voir sur la figure II.12 :

- le premier faisceau, accordé à la résonance $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$, permet de détecter la population du niveau $|F = 2\rangle$, puis de les pousser hors de la zone de détection ;
- le second faisceau permet de repomper les atomes dans $|F = 1\rangle$ vers $|F' = 1\rangle$, afin qu'ils puissent retomber dans le niveau $|F = 2\rangle$;
- le troisième est identique au premier et détecte les atomes qui ont été pompés.

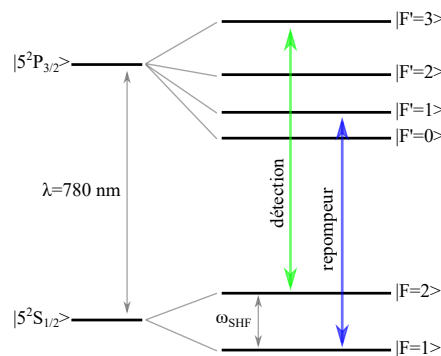


FIGURE II.11 – Transitions utilisées pour la détection par fluorescence.

Les faisceaux de détection proviennent du même faisceau laser qui possède une puissance optique de 3 mW sur un diamètre de 16,2 mm en $1/e^2$, ils sont séparés par un cube polariseur. Pour équilibrer le rapport de puissance entre le faisceau du haut et celui du bas, il suffit de faire tourner le collimateur d'injection du faisceau de détection, car le faisceau en sortie du collimateur est polarisé linéairement. Il est prévu d'échanger ce collimateur par un collimateur similaire avec un cube polariseur pour filtrer la polarisation et rendre plus stable la répartition de puissance dans les deux nappes de détection. Les faisceaux sont ensuite mis en forme spatialement par un diaphragme rectangulaire de 15 mm de large et 5 mm de haut. Le faisceau repompeur quant à lui possède une puissance optique de $65 \mu\text{W}$ sur un diamètre de 16,2 mm en $1/e^2$. Il passe par un diaphragme de 15 mm de large et 2 mm de haut.

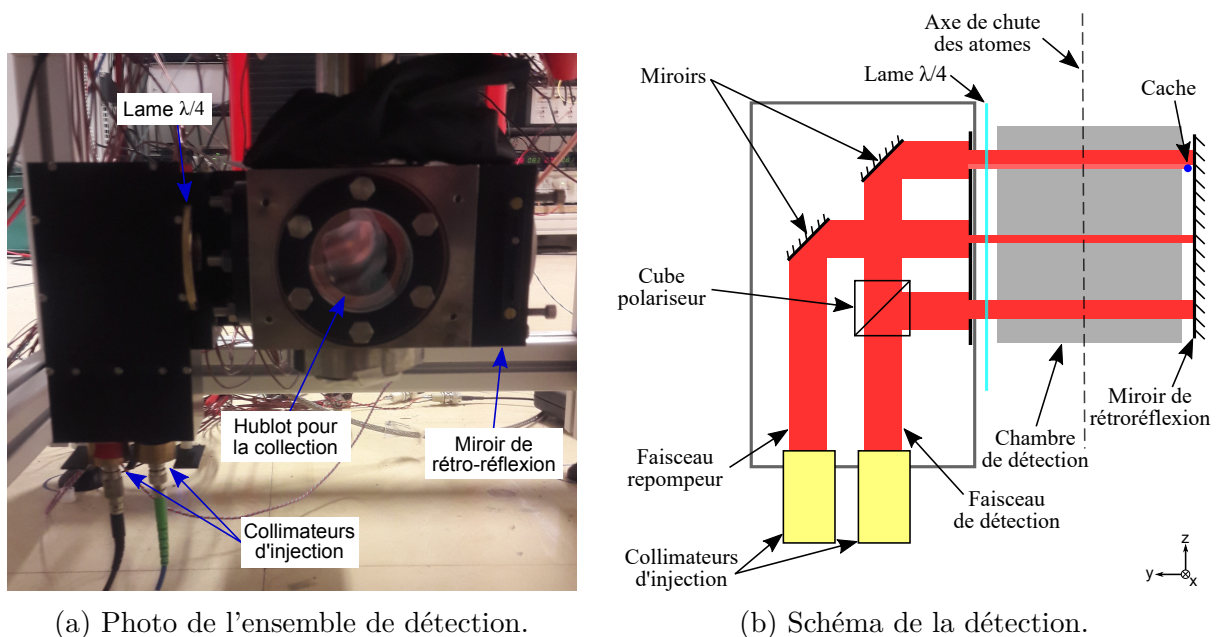


FIGURE II.12 – Mise en forme des nappes de la détection. À gauche, la boîte d'injection des faisceaux sondes. Au centre, le hublot en face duquel est placée la collection. À droite, le miroir de rétro-réflexion.

Un miroir est placé en face des trois faisceaux afin de les réfléchir pour que les atomes ne soient pas poussés, mais effectuent des transitions cyclantes dans une onde stationnaire. Lors de leur chute libre les atomes traversent successivement les trois nappes de lumière. La forme des signaux lus, représentée sur la figure II.13, est une convolution entre le faisceau sonde rectangulaire et distribution gaussienne du nuage d'atomes, le nombre d'atomes est calculé en mesurant l'aire sous chaque signal. La largeur des signaux obtenus dépend alors de la taille et de la vitesse moyenne du nuage d'atomes, ce qui nous permet de remonter à leur température.

J'ai par ailleurs positionné deux photodiodes prélevant une petite partie des faisceaux en sortie des collimateurs d'injection, ainsi que deux photodiodes positionnées derrière le miroir de rétro-réflexion au niveau de la nappe du haut et de la nappe du bas. Ces photodiodes nous permettent de contrôler la puissance des faisceaux lasers et leurs signaux

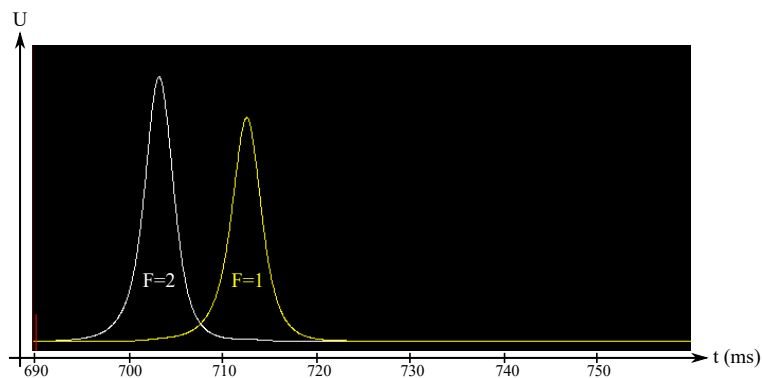


FIGURE II.13 – Détection par temps de vol. Signaux des nuages traversant les nappes de détection.

pourront être utilisées pour asservir la puissance des faisceaux. Sur la figure II.12 nous pouvons voir le cache positionné en bas du premier faisceau, dans cette partie du faisceau l'onde n'est alors plus stationnaire, les atomes reçoivent une impulsion dans un seul sens et sont poussés hors de la zone de détection. J'ai optimisé la position du cache pour pouvoir pousser tous les atomes tout en gardant une sensibilité de détection identique sur la nappe du haut et celle du bas. Afin d'optimiser la détection j'ai placé une lame à retard $\lambda/4$ en entrée de l'enceinte pour polariser circulairement les faisceaux lasers.

Collection

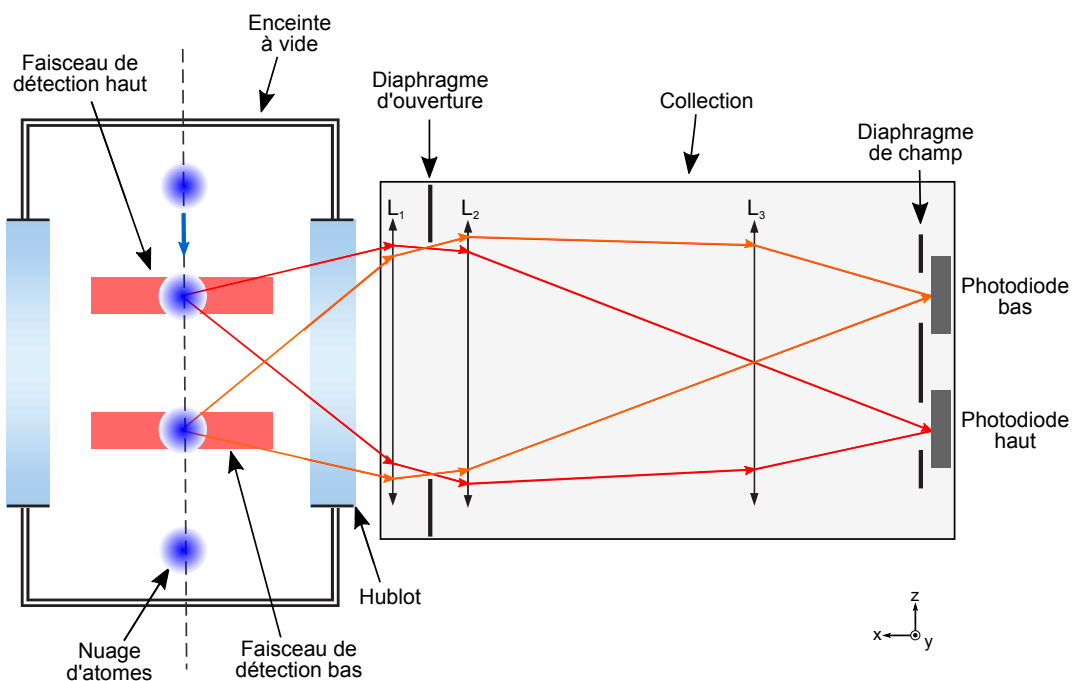


FIGURE II.14 – Collection de la fluorescence. Grâce à un jeu de trois lentilles, les nuages d'atomes traversant les deux nappes de détection vont être imagés sur deux photodiodes différentes.

Le système de collection de la fluorescence a été dessiné par le Pôle Instrumental de l'Observatoire de Paris. Il avait été conçu pour l'expérience Forca-G [86]. Il est placé sur le côté de l'enceinte à vide de détection, perpendiculairement aux faisceaux lasers de sonde. Comme représenté sur la figure II.14, un système de trois lentilles permet d'imager les nuages d'atomes avec un grandissement de -1 tout en limitant la taille et les aberrations optiques du système. Les nuages passant dans les différentes nappes sont imagés sur des photodiodes différentes. Pour augmenter la sensibilité de la détection, nous avons placé deux systèmes de collection de part et d'autre de l'enceinte. Sa caractérisation est représentée sur la figure II.15, elle a été effectuée en utilisant un diffuseur pour simuler la diffusion d'un nuage d'atomes.

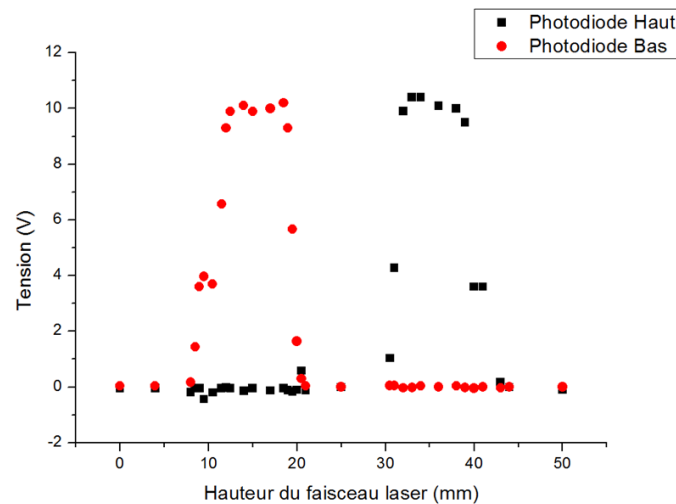


FIGURE II.15 – Caractérisation de la collection. Flux normalisé reçu par chaque photodiode en fonction de la position du diffuseur.

II.5.2 Détection par imagerie CCD

La détection par imagerie quant à elle est installée, mais n'est pas encore reliée au programme de contrôle de l'expérience. Elle s'effectuera dans l'enceinte à vide principale. Elle sera utilisée pour caractériser la taille et la positions des atomes lors des phases de refroidissement et après l'interféromètre lorsque nous opérons en mode fontaine.

Pour détecter les atomes, nous les imageons à travers un faisceau laser à l'aide d'un doublet de lentilles achromatiques sur une caméra CCD (la pixelfly de chez PCO) et mesurons la baisse de luminosité induite par l'absorption du nuage d'atome. Cette camera possède des pixel de $6,45 \times 6,45 \mu\text{m}$, avec un temps d'exposition allant de $1 \mu\text{s}$ à 60 s . Sur la figure II.16 nous pouvons voir que le faisceau laser d'imagerie accède à l'intérieur de l'enceinte par un hublot CF 16 situé sur un des accès à 45° du côté.

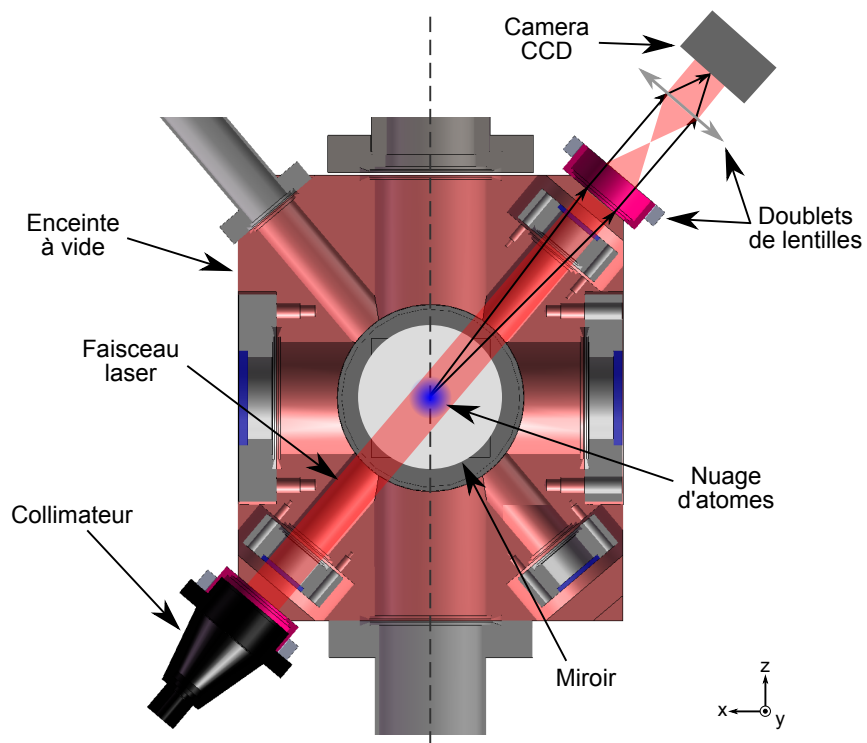


FIGURE II.16 – Détection par absorption. Les nuages d'atomes sont imagés au centre de l'enceinte principale à l'aide d'un faisceau laser sur une caméra CCD.

II.6 Systèmes lasers

Les lasers constituent des sous-systèmes importants pour notre expérience, c'est avec eux que nous refroidissons, préparons, interrogeons et détectons nos atomes. Nous utilisons aujourd'hui le banc laser d'une ancienne expérience, un gravimètre atomique que j'ai utilisé pour tester un miroir déformable (dont je parle en annexe A), qui permet d'effectuer une séquence complète avec une interrogation Raman. J'ai apporté de légères modifications à ce banc pour ajouter de nouvelles fonctionnalités dont nous avons besoin, comme le PMO-2D. J'ai surtout assemblé deux bancs lasers permettant de réaliser un ascenseur à atomes ainsi que des interrogations de Bragg en simple ou multi-photonique.

II.6.1 Banc en espace libre

Le banc dit "en espace libre" est composé de seulement deux laser à cavité étendue (LCE) pour générer l'ensemble des fréquences de la séquence laser voulue, il est schématisé sur la figure II.17. Ce banc est décrit en détail dans l'article [84], je le détaillerai donc succinctement.

Adressage et contrôle des fréquences

Le premier laser, le LCE₁, est asservi en fréquence par spectroscopie d'absorption sur la transition $|5^2S_{1/2}, F = 1\rangle \rightarrow |5^2P_{3/2}, F' = 1\rangle$ du ⁸⁷Rb. C'est lui qui génère le repompeur pour le piège et pour la détection. Le second laser, le LCE₂, est asservi en phase par battement sur le premier laser, avec un décalage de fréquence contrôlable, qui permet d'adresser les différentes transitions hyperfines $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5^2P_{3/2}, F' = 1, 2, 3\rangle$. En le désaccordant dans le rouge de la transition $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5^2P_{3/2}, F' = 3\rangle$ il génère le refroidisseur pour le piège. Toutes ces transitions sont représentées sur la sous-figure II.17b. En l'accordant, il génère le pousseur pour la sélection ainsi que le faisceau de détection. Pour contrôler ainsi la fréquence laser, nous utilisons un synthétiseur de fréquence - *direct digital synthesizer* (DDS), le modèle AD9858 de Analog Devices, contrôlé par un circuit logique programmable - *field-programmable gate array* (FPGA) le modèle Spartan-6 de Xilinx.

En dehors de ces phases, les LCE génèrent les deux fréquences des faisceaux Raman. Lors de la phase d'interrogation Raman, nous commutons de DDS pour une autre ayant une meilleure résolution mais une fréquence d'horloge plus faible (une AD9852) afin d'effectuer une rampe de fréquence plus précise (α vu dans l'équation I.26 de la section I.2.3). Les deux faisceaux d'interrogation Raman sont générés en combinant les faisceaux des deux lasers (LCE₁ + LCE₂). La fréquence du LCE₂ est réglée sur la transition $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5^2P_{3/2}, F' = 1\rangle$, la différence de fréquence entre deux lasers est alors égale à la fréquence de transition hyperfine. Les deux faisceaux sont ensuite décalés de 400 MHz par rapport au niveau $|5^2P_{3/2}, F' = 1\rangle$ en effectuant un double passage dans un modulateur acousto-optique (MAO) réglé à une fréquence $\nu = 200$ MHz. Ils permettent ainsi d'effectuer des transitions à deux photons entre les deux états fonda-

mentaux $|5^2S_{1/2}, F = 1\rangle$ et $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle$ du ^{87}Rb . Les faisceaux utilisés pour les PMO et les transitions Raman sont amplifiés en passant à travers un amplificateur de puissance à oscillateur principal (APOP).

Répartition des puissances

Les faisceaux de piégeage et d'interrogation sont amplifiés par un APOP qui délivre une puissance de 300 mW. Le rapport de puissance entre le LCE₁ et le LCE₂ est d'un facteur deux lors de la phase d'interrogation Raman (pour compenser le déplacement lumineux), avec une puissance totale de 26 mW. La puissance du repompeur dans le faisceau de piégeage est beaucoup plus faible, 240 μW , que celle du faisceau refroidisseur, 60 mW pour l'ensemble des faisceaux. Les deux faisceaux sont mélangés par un cube et ont donc des polarisations croisées. Nous ajustons leur polarisation à l'aide d'une lame $\lambda/2$ et d'une lame à retard variable (LRV) à cristaux liquides placée avant les isolateurs et l'amplificateur. On peut ainsi maximiser la puissance du refroidisseur durant la phase de PMO et ajuster le rapport de puissance entre les deux faisceaux d'interrogation Raman pour compenser le déplacement lumineux à un photon.

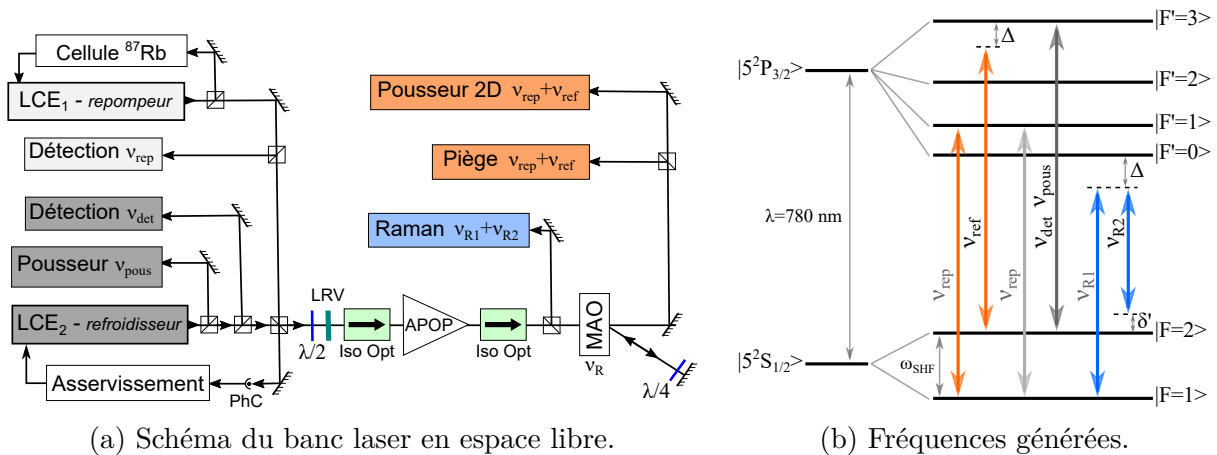


FIGURE II.17 – Banc laser espace libre. L'ensemble des fréquences pour refroidir, interroger et détecter les atomes est généré par deux LCE.

Avant mon arrivée, le banc laser était conçu pour faire fonctionner un interféromètre complet généré à partir d'une vapeur directement dans un PMO-3D à cinq faisceaux (quatre horizontaux et un vertical rétro-réfléchi). Le faisceau laser du piège (contenant les deux lasers de fréquences différentes ν_{rep} et ν_{ref}) était amené dans un coupleur commercial, un Schäfter+Kirchhoff, à six sorties pour réaliser un PMO-3D. Dans le nouveau dispositif nous n'avons besoin que de quatre faisceaux pour réaliser notre PMO-3D, j'ai donc utilisé les deux autres sorties du coupleur pour générer les deux faisceaux lasers du PMO-2D. Pour générer le pousseur du PMO-2D j'ai prélevé dans le banc optique une partie du faisceau de piège par transmission d'un cube polariseur (ce qui permet d'atteindre des puissances plus basses qu'en réflexion). Les fréquences du PMOm-3D, du PMOm-2D et du pousseur du PMOm-2D sont donc identiques.

II.6.2 Banc fibré

Pour générer les impulsions de Bragg et l'ascenseur à atomes j'ai monté un autre banc laser. Celui-ci est basé sur une diode laser fibré émettant dans la bande télécom (1560 nm) certifiée pour générer 40 mW que l'on utilise à 80 mW. La diode laser est désaccordée dans le bleu de 50 GHz par rapport à la transition $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5^2P_{3/2}, F' = 3\rangle$ du ^{87}Rb . Cette diode laser à rétroaction répartie (le modèle 1782 de Emcore) a une largeur spectrale assez grande, 1 MHz. Nous l'utilisons dans la première phase de l'expérience pour valider notre ascenseur à atomes car elle très accordable, mais à terme pour générer des impulsions multi-photoniques, nous la remplacerons par une diode laser de largeur spectrale plus fine (comme le modèle Orion de Rio) de quelques kHz mais moins accordable.

Architecture à deux faisceaux

Le faisceau en sortie de la diode laser (DL) est séparé en deux par un coupleur 50/50 fibré, puis chaque bras est connecté dans un MAO fibré (comme nous pouvons le voir figure II.18). Les MAO ont un optimum de diffraction à une fréquence $\nu = 80$ MHz, avec un comportement gaussien et une largeur à mi-hauteur de 20 MHz. Chaque bras passe ensuite dans un amplificateur fibré dopé à l'erbium (AFDE) (le modèle CEFA-L-PB-HP de Keopsys) pouvant délivrer jusqu'à 2 W. Ils sont suivis de générateur de seconde harmonique - *second harmonic generator* (SHG) en guide d'onde (le modèle 780nm SHG module de NTT). Pour une puissance incidente de 500 mW nous obtenons 240 mW doublé en fréquence. La caractérisation du MAO fibré et du SHG est représentée sur la figure II.20.

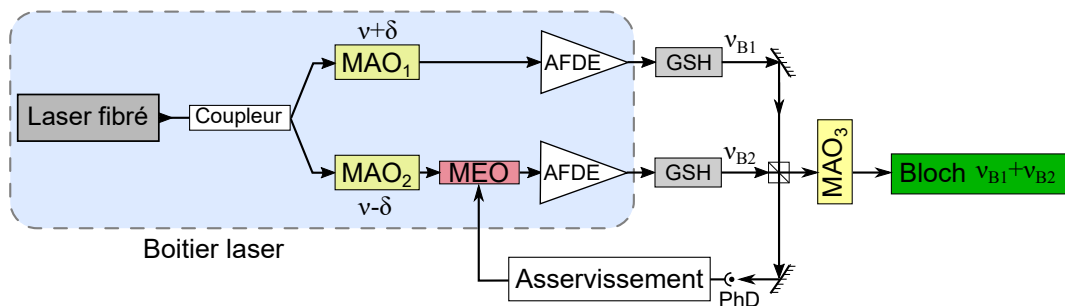


FIGURE II.18 – Schéma du banc laser fibré à deux faisceaux. Le laser est généré par une diode laser fibrée. Sa fréquence est manipulée pour générer les fréquences du réseau de Bloch.

J'ai placé tous les éléments fibrés, de la DL à l'AFDE, dans un boîtier métallique sur la façade duquel j'ai inséré des connectiques pour l'entrée des fréquences de contrôles et la sortie des faisceaux lasers, comme représenté sur la figure II.19.

Les deux MAO permettent d'induire une fréquence différente sur chacun des bras, $\nu + \delta$ et $\nu - \delta$, afin de générer un réseau de Bloch en mouvement. Les MAO étant placés avant le doublage, l'écart en fréquence entre les bras est alors de 4δ . Une petite partie des deux faisceaux est récupérée avec un cube polariseur et envoyée sur une photodiode

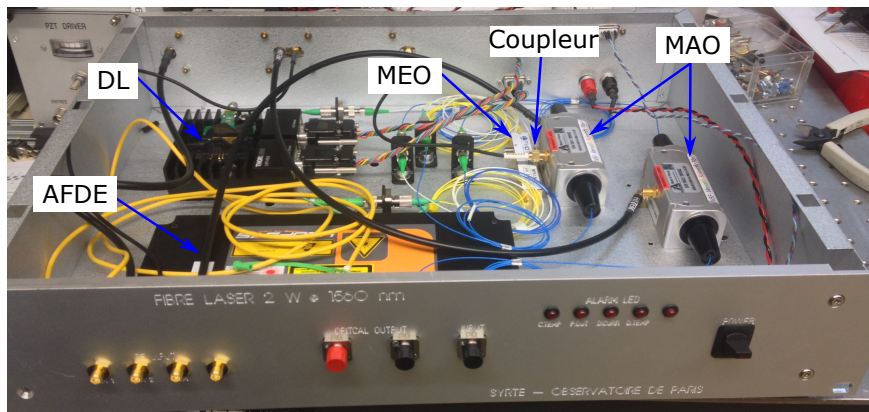


FIGURE II.19 – Boîtier du banc laser fibré. Les éléments fibrés, de la DL à l’AFDE, y sont positionnés. Des connectiques pour l’entrée des fréquences de contrôle et la sortie des faisceaux lasers sont insérées sur la façade.

rapide, afin de mesurer le battement entre les deux bras. Un modulateur électro-optique (MEO) fibré est placé sur l’un des bras pour effectuer une rétroaction sur la phase de ce dernier afin d’asservir la différence de phase entre les deux bras.

Ce banc optique peut permettre d’acheminer individuellement les deux bras de l’ascenseur à atomes sur les nuages en géométrie contra-propageant, ce qui permet de ne générer qu’un seul réseau. Nous sommes limités par la puissance admise par les SHG de chez NTT, qui est garantie à 200 mW mais que nous utilisons à 500 mW, ce qui restreint l’efficacité de notre ascenseur à atomes (ainsi que des séparatrices multi-photoniques).

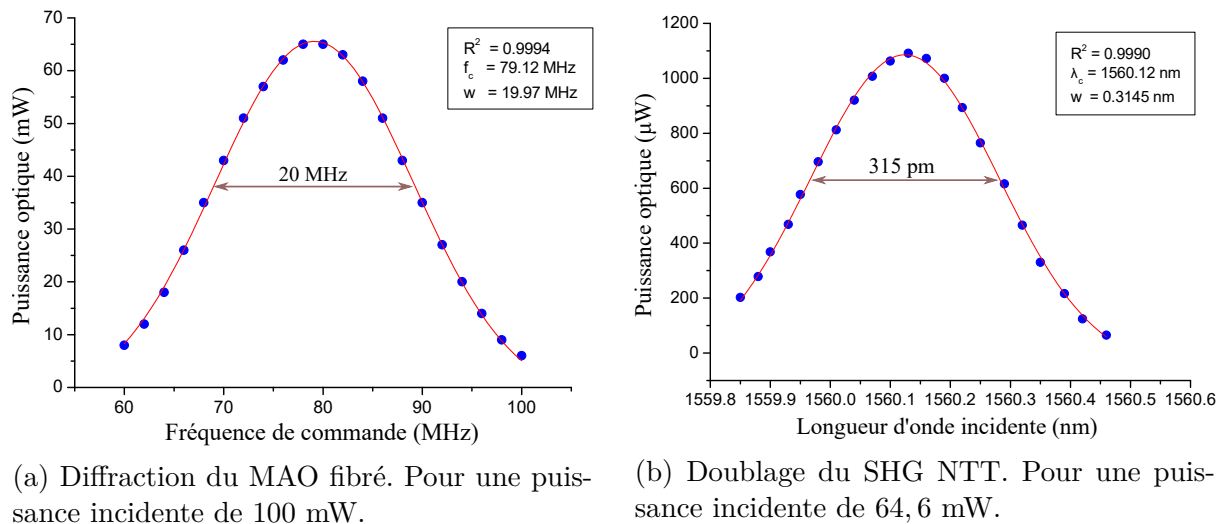


FIGURE II.20 – Caractérisation d’éléments fibrés. Sur la figure de gauche la puissance diffractée par le MAO en fonction de la fréquence de commande. Sur la figure de droite la puissance produite par le SHG en fonction de la longueur d’onde du faisceau de pompe.

Une autre solution serait d’utiliser un SHG en cavité qui permet d’obtenir des puissances plus élevées, comme celui développé par la société Muquans. Mais nous ne disposons

que d'un seul SHG de ce type, j'ai donc dû développer un autre banc avec une architecture différente.

Architecture à un faisceau

Dans une architecture à un seul faisceau la différenciation en fréquence des deux bras s'effectue après l'amplification et le doublage de la fréquence (voir figure II.21). Le faisceau de sortie de la diode laser est amplifié par un amplificateur fibré dopé à l'erbium (AFDE), élevant la puissance de 20 mW à 5,6 W. Il est ensuite doublé en fréquence par le SHG en cavité de Muquans, qui délivre 2,2 W en espace libre. Nous avons au départ un peu plus de 3 W mais la transmission de puissance entre l'AFDE et le SHG s'est détériorée. Le faisceau laser est ensuite séparé en deux, chaque bras effectue un double passage dans un MAO où est placée une lentille focalisant sur le MAO, ce qui permet de préserver l'alignement lorsque nous changeons la fréquence des MAO. Les faisceaux effectuant un double passage dans les MAO, la différence de fréquence entre les deux bras est de 4δ . Ils sont ensuite recombinaés, une petite partie est envoyée sur une photodiode rapide pour mesurer le battement. La partie la plus importante en puissance, 500 mW, va traverser un troisième MAO pour générer la forme des impulsions.

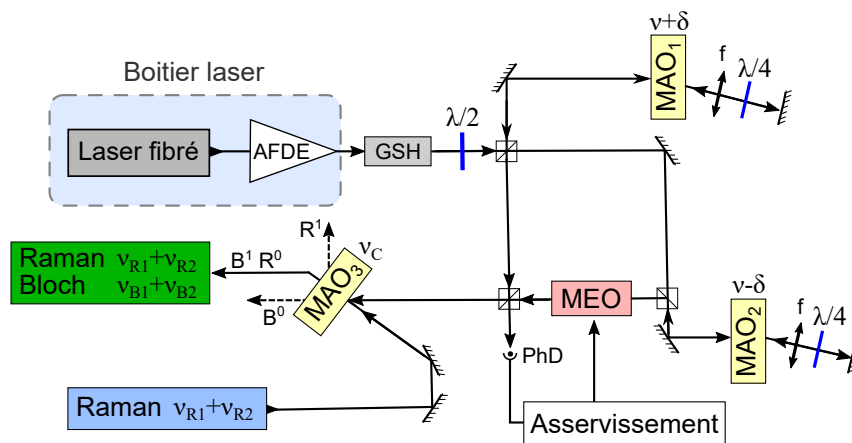


FIGURE II.21 – Schéma du banc laser à un faisceau. Le faisceau laser est généré par une diode fibrée. Sa fréquence est manipulée pour produire les fréquences du réseau de Bloch et est combiné avec les faisceaux d'interrogations Raman.

Afin d'utiliser de l'interférométrie Raman avec l'ascenseur de Bloch j'ai utilisé un troisième MAO pour combiner le faisceau de Bloch et le faisceau Raman. Pour cela, j'ai réglé l'angle d'incidence du faisceau Raman sur l'ordre 0 du MAO et l'angle d'incidence du faisceau de Bloch sur l'ordre -1 du MAO. Ainsi, lorsque le MAO est activé le faisceau de Bloch est superposé à l'endroit où le faisceau Raman se trouvait, qui lui est alors diffracté. On peut ainsi alterner entre l'ascenseur de Bloch et l'interrogation Raman et aussi moduler en puissance la forme temporelle du faisceau Raman.

Chacune des architectures possède ses avantages. L'architecture à un faisceau permet de séparer plus tardivement les deux bras et donc de diminuer le bruit de phase entre les deux. L'architecture à deux faisceaux possède une plus grande partie fibrée et donc

moins de pertes de puissance. Dans un premier temps, nous nous intéressons à la puissance utilisable par architecture, que j'ai résumée dans le tableau II.1, dans lequel nous remarquons que, du fait des outils utilisés, l'architecture à un faisceau permet d'utiliser plus de puissance et aura donc une meilleure efficacité sur les atomes.

	Puissance (mW)					
	DL	MAO _{1,2}	AFDE	SHG	MAO _{1,2}	MAO ₃
Architecture 1	24	/	5 000	2 100	430 + 520	650
Architecture 2	40	2×12,6	2×500	2×250	/	450

TABLE II.1 – Puissances des bancs laser fibrés. Les puissances sont relevées après chaque élément pour les deux types d'architectures. La diode laser : DL, les modulateurs acousto-optiques : MAO, les amplificateurs optiques : AFDE et les doubleurs de fréquence : SHG.

Asservissement et contrôle des fréquences

Les MAO que nous utilisons (fibré ou espace libre) ont un optimum de diffraction à la fréquence $\nu = 80$ MHz. Pour créer une différence de fréquence 4δ entre les deux bras du laser, nous réglons un décalage de fréquence δ de signe opposé entre les deux MAO à l'aide de deux DDS (des AD 9852) contrôlée par un FPGA (un Spartan-6). Ces DDS permettent d'effectuer des rampes de fréquences indépendantes sur chacune des voies ainsi que de contrôler la phase des signaux envoyés. La partie électronique est développée par le pôle électronique R&D du SYRTE.

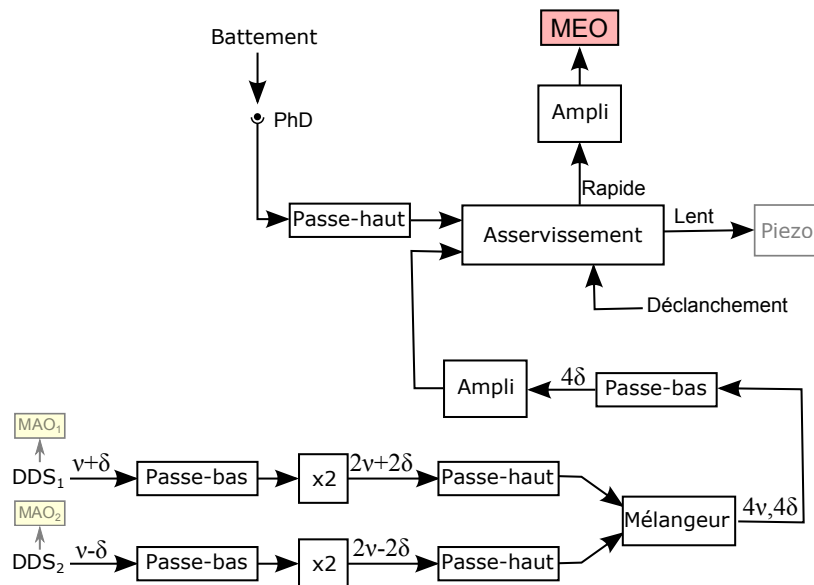


FIGURE II.22 – Schéma de l'asservissement en phase. Pour asservir en phase nous comparons le signal de battement entre les deux bras au signal mélangé des signaux de commande.

Pour réaliser l'asservissement en phase des deux bras du faisceau laser (comme dans [88]) j'ai prélevé le signal de sortie de la DDS permettant de contrôler les fréquences (le

monitoring) et l'ai envoyé sur l'entrée de démodulation d'un boîtier d'asservissement, tel que je le montre sur la figure II.22. Ce boîtier est lui aussi réalisé par le pôle électronique R&D du SYRTE, il est composé d'un proportionnel et de deux intégrateurs. L'une des sorties du boîtier somme le proportionnel et le premier étage d'intégration, pour un asservissement rapide. Une seconde sortie somme en plus le second étage d'intégration pour un asservissement lent. Ce boîtier compare le signal de démodulation issu de la DDS au signal de battement issu de la photodiode rapide. Le signal de correction est envoyé sur le MEO placé sur le chemin d'un des bras, ce qui permet d'asservir sa phase.

Pour effectuer un déphasage de π , une tension de 3 V est suffisante pour le MEO fibré. Par contre, 300 V sont nécessaires pour un même déphasage avec le MEO en espace libre. Nous ne nous servons pas de la sortie lente du boîtier d'asservissement, elle pourrait être utilisée pour contrôler la longueur spatiale de l'un des bras de par un miroir placé sur un piézoélectrique. Combiné à l'asservissement rapide nous disposerions alors d'un asservissement rapide et de grande amplitude. Mais nous ne sommes pas encore limités par son amplitude car le temps d'asservissement nécessaire est très court (quelques ms). La bande passante de l'asservissement rapide, représentée sur la figure II.23, est limitée par le modulateur de phase (MEO) à 3,5 MHz.

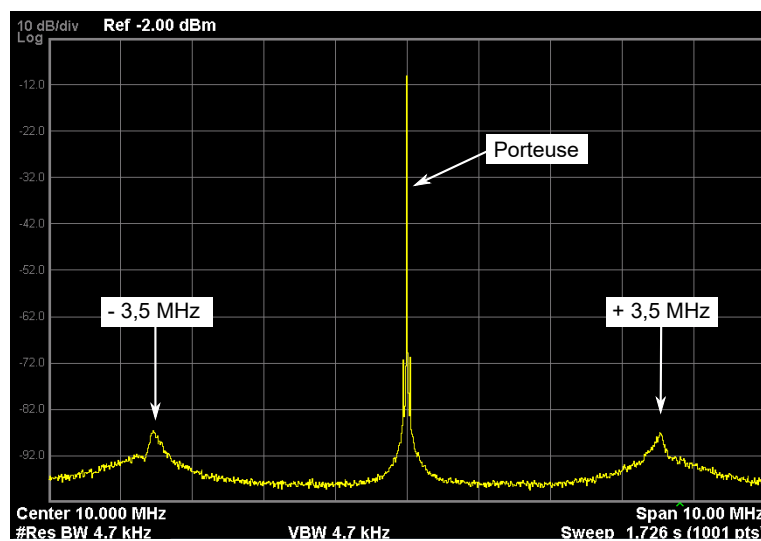


FIGURE II.23 – Bande passante de l'asservissement. La bande passante de l'asservissement est limitée par le MEO à 3,5 MHz. Ici mesurée sur un battement de fréquence 10 MHz.

II.7 Conclusion

Le dispositif que nous avons réalisé est constitué de deux parties. La première est le senseur atomique, où les atomes de rubidium 87 sont maintenus dans une enceinte à vide sous une pression d'environ 10^{-9} mbar. Nous y piégeons et refroidissons nos atomes avec un PMOm-3D, chargé avec un PMO-2D. Ce procédé nous permet de refroidir quelques 10^9 atomes à $1,8 \mu\text{K}$ en 480 ms. J'ai installé une antenne micro-onde dans l'enceinte à vide pour générer des impulsions micro-ondes et effectuer des transitions de sous-niveau électronique. La détection par fluorescence permet de mesurer le nombre d'atome dans chacun des deux états et de remonter à leur température. L'ensemble est entouré d'un blindage magnétique qui atténue les champs magnétiques extérieurs d'environ 20 dB.

L'autre partie de l'expérience est composée de deux bancs lasers. L'un en espace libre qui génère les faisceaux pour refroidir, interroger par transition Raman et détecter les atomes. L'autre banc laser est un banc fibré qui sert à lancer les atomes avec un ascenseur de Bloch et à les interroger avec des transitions de Bragg. Nous disposons donc d'un ensemble complet pour générer un interféromètre atomique en mode fontaine. C'est ce que je décris dans le chapitre suivant.

CHAPITRE III

INTERFÉROMÉTRIE DIFFÉRENTIELLE

Dans ce chapitre je vais décrire une première série d'expériences d'interférométrie que nous avons menées sur notre dispositif, qui nous a permis de valider l'instrument et ses sous-systèmes dans sa configuration actuelle, et de mettre en oeuvre une méthode originale de mesure de phase différentielle. Je commencerai par détailler les méthodes dont nous nous sommes servis pour préparer, lancer et interroger nos atomes avant de présenter les résultats obtenus.

Dans notre expérience nous voulons interroger simultanément deux nuages d'atomes situés à des hauteurs différentes. Ne disposant pour l'instant que d'une seule source pour refroidir les atomes, nous avons préparé deux nuages d'atomes en enchaînant deux phases de préparation avec des paramètres différents et en intercalant une phase d'ascenseur à atomes pour lancer le premier nuage. Nous avons ici utilisé des transitions Raman pour réaliser l'interrogation, car c'est une méthode qui nous est familière et une fonctionnalité disponible du système laser utilisé pour le refroidissement. Nous avons utilisé la détection par fluorescence que nous maîtrisons bien et qui nous permet de mesurer avec un bon rapport signal à bruit la phase interférométrique. Cependant, nous verrons qu'il faudra tenir compte de la différence de vitesse entre le nuage lancé et le nuage lâché, ainsi que leur taille différente du fait de leur temps d'expansion différent, en particulier pour caractériser l'efficacité de l'ascenseur à atomes comparé à des calculs. J'ai alors pu caractériser notre ascenseur à atomes et le comparer à des simulations.

Nous avons ensuite pu réaliser un interféromètre double, constitué de deux accéléromètres verticaux simultanés, et comparer deux méthodes pour extraire la phase différentielle de notre gradiomètre. La première est une méthode classique d'ajustement de l'ellipse obtenue à l'aide des mesures de probabilité de transition des deux interféromètres. La seconde est une nouvelle méthode que nous avons proposée et qui consiste à ajuster les franges reconstruites à l'aide du signal d'un capteur annexe.

Avec chacune des méthodes nous avons pu obtenir une sensibilité de phase différentielle de 200 mrad à 1 s, soit une sensibilité gradiométrique de $3\,500\text{ E}/\sqrt{Hz}$. Ce qui valide le fonctionnement de notre instrument et est très encourageant pour la suite, car nous n'avons pas encore de deuxième source d'atomes, ni d'atomes ultra-froids ou de séparatrices multi-photoniques.

III.1 Séquence expérimentale

Je vais commencer par décrire la séquence expérimentale que nous utilisons pour réaliser l'interféromètre sur un nuage en chute libre. Cette séquence nous permet de faire des mesures gravimétriques et de valider, dans une configuration plus simple et plus familière, le bon fonctionnement des outils que nous utilisons. Puis je décrirai la séquence à deux nuages où nous allons nous servir de l'ascenseur à atomes pour lancer les atomes. Avec cette séquence nous pouvons, en principe, mesurer le déphasage induit entre les deux interféromètres par le gradient de gravité.

III.1.1 Séquence à un nuage

La séquence expérimentale pour un interféromètre atomique à un nuage comprend les étapes suivantes :

- 1 le refroidissement ;
- 2 la sélection ;
- 3 l'interrogation ;
- 4 la détection.

Cette séquence est représentée sur la figure III.1.

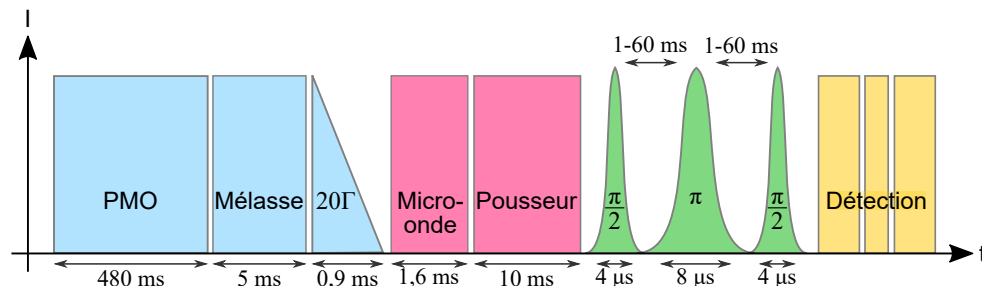


FIGURE III.1 – Séquence à un nuage. Chaque étape est divisée en plusieurs phases. En bleu l'étape de refroidissement. En rouge l'étape de sélection. En vert l'étape d'interrogation. En jaune l'étape de détection.

Refroidissement

L'étape de refroidissement comprend la phase de PMOm-3D, une phase de mélasse et une phase de mélasse à grand désaccord (qui sont déjà détaillées dans la sous-section II.4.2). La phase de PMOm-3D combine le piège magnétique, où nous générons un gradient de champ magnétique, et le refroidissement laser. Pendant la première phase de mélasse le gradient de champ magnétique est coupé et le désaccord des faisceaux lasers augmenté. Puis s'ensuit la phase de refroidissement à grand désaccord durant laquelle l'intensité lumineuse diminue pendant que le désaccord augmente davantage (ces phases sont détaillées dans la sous-section III.2.1). Durant l'étape de refroidissement le PMO-2D fonctionne en

continu, le faisceau pousseur du PMO-2D est cependant coupé mécaniquement à la fin de la phase de PMOm-3D.

Sélection

L'étape de sélection consiste à sélectionner les atomes dans le sous-niveau $|m_F = 0\rangle$ insensible au champ magnétique (au premier ordre). Pour cela, nous appliquons un champ magnétique homogène vertical, à l'aide des bobines de champ de biais, de façon à lever la dégénérescence des sous-niveaux magnétiques. Puis nous appliquons une impulsion micro-onde par l'antenne placée sous vide (que j'ai décrite dans la sous-section II.2.3). Après le refroidissement les atomes sont dans l'état $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle$ et répartis sur tous les sous-niveaux magnétiques (de $|m_F = -2\rangle$ à $|m_F = +2\rangle$). En appliquant une impulsion micro-onde nous allons transférer les atomes de l'état $|5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = 0\rangle$ (environ 20 % du total) vers l'état $|5^2S_{1/2}, F = 1, m_F = 0\rangle$. Cette transition micro-onde transfère aux atomes une impulsion très faible comparée aux longueur d'onde optique, qui correspond à un changement de vitesse de $0,1 \mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ contre $11,8 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$. Nous poussons ensuite les atomes restés sur les autres sous-niveaux magnétiques à l'aide du faisceau pousseur, qui est accordé sur la transition $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5^2P_{3/2}, F' = 3\rangle$. Le faisceau pousseur entre par le bas de l'expérience à travers un cube polariseur (sous-section II.1.2). De cette façon, le faisceau pousseur est aligné le long de la verticale et peut donc pousser les atomes dans n'importe quelle partie de l'expérience (ce qui nous sera utile pour la préparation de deux nuages).

Interrogation

L'interrogation est réalisée à l'aide de transitions Raman. Nous utilisons pour l'interféromètre la géométrie d'accéléromètre, décrite dans la sous-section I.2.3, constituée d'une séquence de trois impulsions $\pi/2 - \pi - \pi/2$. La configuration contra-propageant est obtenue en rétro-réfléchissant sur un miroir le faisceau qui combine les deux bras du faisceau Raman, de polarisations linéaires identiques. Cette configuration, sensible à l'accélération suivant l'axe du faisceau laser, permet alors de mesurer l'accélération de la pesanteur. Le contrôle de la verticalité du faisceau est établi à l'aide d'un miroir liquide.

Détection

La détection utilisée est une détection par temps de vol. Dans l'interféromètre Raman, l'état de sortie de l'interféromètre est corrélé au sous-niveau électronique de l'atome. Comme expliqué dans la sous-section II.5.1, la détection par temps de vol est constituée de trois faisceaux permettant de détecter les atomes dans un premier sous-niveau puis les chasser, de transférer les atomes du second sous-niveau au premier et de les détecter. Les faisceaux lasers de détection sont positionnés perpendiculairement à la trajectoire de chute des atomes, ce qui permet, en plus de mesurer les populations dans les deux ports de sortie et donc de remonter à la phase de l'interféromètre, d'estimer la taille du nuage d'atomes. La forme du signal obtenu est en fait la convolution entre la taille du nuage et la hauteur de la nappe de détection. Connaissant la taille finale du nuage, et son temps

de vol, nous pouvons remonter à sa distribution en vitesse.

III.1.2 Séquence à deux nuages

Pour préparer deux nuages nous utilisons une séquence qui comprend les étapes précédentes auxquelles s'ajoute le lancer des atomes :

- 1 le refroidissement du premier nuage ;
- 2 le lancer du premier nuage ;
- 3 la sélection du premier nuage ;
- 4 le refroidissement du second nuage ;
- 5 la sélection du second nuage ;
- 6 l'interrogation simultanée ;
- 7 la détection.

Cette séquence est représentée sur la figure III.2.

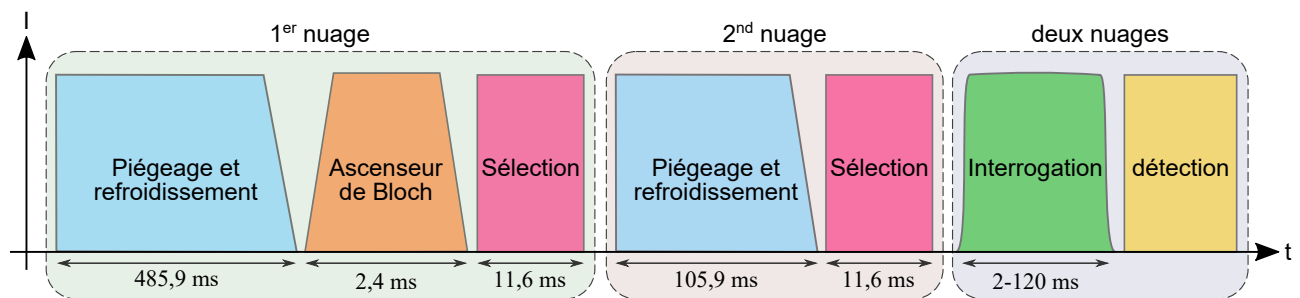


FIGURE III.2 – Séquence à deux nuages. Nous pouvons y distinguer trois parties : une partie de préparation du premier nuage, une partie de préparation du deuxième nuage et une partie commune aux deux nuages.

Premier nuage

Le premier nuage est piégé et refroidi de manière identique à la séquence à un nuage. Ce nuage est ensuite lancé. Pour cela nous utilisons le banc laser que j'ai détaillé section II.6.2 pour générer un ascenseur à atomes. Ensuite, immédiatement après la phase d'accélération, nous appliquons la phase de sélection du sous-niveau magnétique pour transférer les atomes dans le sous-niveau magnétique $|F = 1, m_F = 0\rangle$, puis de pousseur pour chasser les atomes restant dans le sous-niveau $|F = 2\rangle$.

Second nuage

Pendant que le premier nuage est dans la phase montante de sa trajectoire balistique, nous piégeons et refroidissons un second nuage (les méthodes pour jongler avec des nuages d'atomes ont déjà été utilisées dans [72, 7, 89]). Lors de cette étape le premier nuage doit

dans l'idéal être le plus haut possible pour ne pas être perturbé par les faisceaux lasers de refroidissement du second nuage. Nous les lançons cependant à une hauteur relativement modeste, mais suffisante, de 16 cm seulement. Les atomes du premier nuage sont dans l'état $|F = 1\rangle$, ce qui limite les pertes par chauffage causées par les photons diffusés par le second nuage.

Deux nuages

Les étapes suivantes sont réalisées simultanément sur les deux nuages. Nous commençons par la phase de sélection du sous-niveau magnétique du second nuage. Comme la micro-onde agit dans l'ensemble de l'expérience, elle agit en principe sur les deux nuages en même temps. Cependant, l'efficacité de l'impulsion micro-onde n'est pas la même partout du fait de la géométrie complexe de l'enceinte à vide et la présence du support du miroir de PMOm-3D. La hauteur de lancement du premier nuage est choisie pour que le couplage micro-onde soit double sur le premier nuage comparé au second (cet aspect est détaillé dans la sous-section III.2.2). S'ensuit la phase du pousseur, qui chasse les atomes restés sur les niveaux $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle$ dans les deux nuages. Les deux nuages sont ensuite interrogés simultanément avec le même faisceau laser. Ils sont ensuite détectés par fluorescence.

L'ensemble de la séquence à deux nuages est représentée sur la figure III.3.

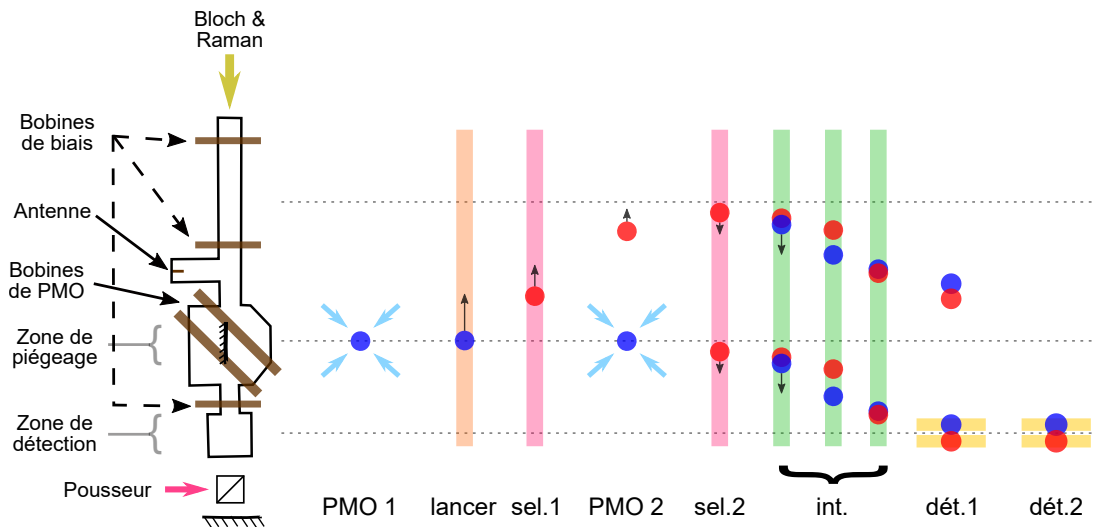


FIGURE III.3 – Schéma de la séquence à deux nuages. Sur la gauche un schéma de l'enceinte à vide de l'expérience. Sur la droite est représentée la séquence expérimentale à deux nuages.

III.2 Préparation

Dans cette section, je vais détailler et caractériser les étapes de préparation des atomes que j'ai évoquées dans la section précédente, qui comprend le piégeage et le refroidissement ainsi que la sélection.

III.2.1 Piégeage et refroidissement

Pour le PMOm-3D, nous générons un gradient de champ magnétique en utilisant une paire de bobines extérieures en configuration anti-Helmholtz dans lesquelles nous faisons passer un courant de 4 A, ce qui donne un gradient de 5,4 G/cm au centre de l'enceinte. Les lasers de refroidissement possèdent une puissance de 4 mW par faisceau avec un diamètre en $1/e^2$ de 24 mm. Ils sont désaccordés de $-2,5 \Gamma$ par rapport à la transition. La phase de chargement PMOm-3D dure 480 ms. Les atomes sont alors confinés dans un volume de l'ordre de 1 mm^3 . S'ensuit une première phase de mélasse optique, dans laquelle le champ magnétique est coupé et le désaccord des lasers passe à -4Γ pendant 5 ms. Vient après la phase de mélasse à grand désaccord, où le désaccord passe de -4 à -20Γ pendant que l'intensité des faisceaux lasers est coupée adiabatement. Cette phase dure 0,9 ms. La chute d'intensité du faisceau est réalisée mécaniquement par la fermeture d'un obturateur mécanique. À la fin de cette séquence, la température du nuage est de $1,8 \mu\text{K}$.

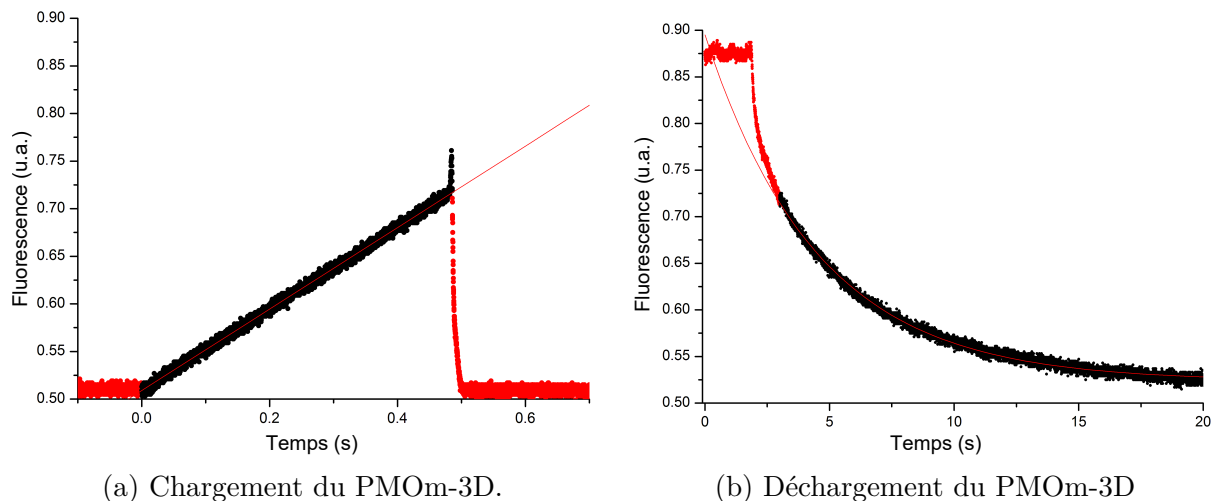


FIGURE III.4 – Chargement et déchargement du PMOm-3D.

À l'issue du chargement nous disposons de 10^9 atomes. Le chargement du piège au cours de temps est représenté sur la sous-figure III.4a. Le déchargement du piège, représenté sur la sous-figure III.4b, permet mesurer le temps de vie du PMOm-3D et vérifier que la pression à l'intérieur de l'enceinte était suffisamment basse. L'indication de notre pompe ionique étant erronée à cause d'un courant de fuite de l'ordre de 300 nA, cela donne une lecture de la pression de l'ordre de 10^{-8} mbar. J'ai réglé le PMOm-3D en continu, puis arrêté son chargement en coupant le PMO-2D et j'ai observé la décroissance du nombre

d'atomes. Cette décroissance se comporte, après quelques secondes (la partie utilisée pour l'ajustement est représentée en noir sur la figure III.4), comme une exponentielle décroissante de constante de temps de 4,52 s, ce qui est satisfaisant et devrait s'avérer suffisant quand nous utiliserons la préparation d'atomes ultra-froids sur des puces (voir le chapitre IV).

Le deuxième nuage est chargé pendant un temps plus court, qui est intercalé entre la fin de l'ascenseur à atomes et l'apogée de la trajectoire du premier nuage. Pour cela la durée de PMOm-3D est raccourcie à 100 ms. Les phases de mélasse et mélasse à grand désaccord gardent les mêmes durées, 5 ms et 0,9 ms. Le second nuage possède initialement moins d'atomes que le premier, mais le premier perd une partie importante de ses atomes (de l'ordre de 60 %) lors de l'étape de lancement. Par ailleurs, les atomes lancés sont moins bien détectés car la taille du nuage devient supérieure à la taille de la zone de détection au moment de la détection et nous perdons des atomes lors du lancement du premier nuage (voir la sous-section III.3.1). Au final, lors de la détection, nous avons à peu près autant de signal d'atomes dans les deux nuages.

III.2.2 Sélection

La sélection du sous-niveau magnétique est réalisée à l'aide d'une impulsion micro-onde en présence d'un champ de biais qui lève la dégénérescence des sous-niveaux Zeeman, dont le spectre est représenté sur la figure III.5 et les transitions associées sur la figure III.6. La durée de l'impulsion dépend de l'efficacité du couplage. En faisant passer un courant de 393 mA dans les bobines de biais, nous générons un champ magnétique de biais assez important de 208 mG au centre de l'enceinte. Le champ de biais est alors largement supérieur au résidu du champ magnétique terrestre à l'intérieur des blindages (de l'ordre du mG) ce qui garantit la verticalité du champ. La durée d'impulsion nécessaire pour une transition π est alors de 1,6 ms. Pour chasser les atomes restés dans le sous-niveau $|F = 2\rangle$ nous utilisons un faisceau laser pousseur accordé à résonance pendant une durée de 10 ms.

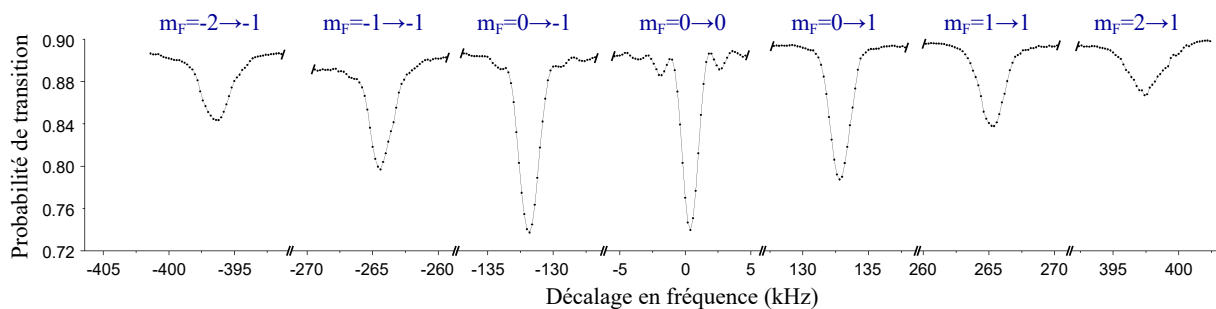


FIGURE III.5 – Spectre micro-onde. Nous observons sept raies, correspondant aux différentes transitions possibles entre sous-niveaux magnétiques. La position des raies permet de mesurer l'amplitude du champ magnétique au niveau des atomes. Ici, nous avons un écart entre les raies de 132 kHz, ce qui correspond un champ de 200 mG.

Le premier nuage est lancé avec l'ascenseur à atomes à une hauteur de 16 cm. À cette

hauteur le champ magnétique généré par les bobines de biais (toujours avec 393 mA par bobine) est de 338 mG, alors qu'il est de 204 mG pour le second nuage au centre de l'enceinte principale. À cette hauteur le nuage est en face du tube piqué sur le tube de lancer, dans lequel est placée l'antenne micro-ondes. Ces tubes ont un diamètre intérieur du même ordre de grandeur que la longueur d'onde micro-ondes, la propagation à l'intérieur génère donc peu de pertes. Pour ces raisons, en partie, l'efficacité de couplage micro-onde est plus efficace à cet endroit qu'au centre de l'enceinte. Lorsque nous effectuons une seconde impulsion micro-onde de 1,6 ms, cela génère, comme pour la première, une transition π sur le nuage au centre de l'enceinte mais une transition 2π sur le nuage lancé dans le tube. De cette façon le premier nuage reste dans le sous-niveau $|F = 1\rangle$ et le second nuage effectue la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F = 1\rangle$. Nous utilisons ensuite une seconde fois le faisceau pousseur pendant une durée de 10 ms pour chasser les atomes restant dans le sous-niveau $|F = 2\rangle$. Les deux nuages d'atomes sont alors dans le même sous-niveau électronique et sous-niveau magnétique $|F = 1, m_F = 0\rangle$.

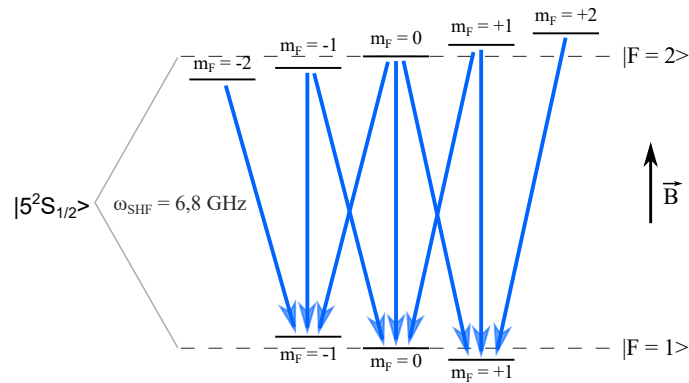


FIGURE III.6 – Transitions micro-ondes entre les sous-niveaux magnétiques.

À noter que le nuage lancé est sélectionné en vitesse verticalement par l'ascenseur à atomes. Le lancement des atomes par un réseau optique accéléré sélectionne les atomes chargés dans la première zone de Brillouin, dont la largeur totale en impulsion est de $2 v_{\text{rec}}$, ce qui confère au nuage une température effective verticale inférieure au μK .

III.3 Lancement des atomes

Comme nous l'avons vu précédemment, le lancement des atomes joue un rôle important dans notre configuration avec une seule enceinte de piégeage principale, mais cette technique sera aussi utilisée lorsque nous aurons deux enceintes car elle nous permettra de fonctionner en mode fontaine et donc d'avoir un temps d'interrogation plus long. Le laser de l'ascenseur à atomes partage ici le même collimateur que le laser d'interrogation Raman. Pour les mesures que je présente ici, nous avons utilisé un collimateur d'un diamètre de 5 mm à $1/e^2$ qui permet de recouvrir tout le nuage dans la phase de lancement, et d'avoir une intensité suffisante.

III.3.1 Méthode

Comme nous l'avons vu dans la sous-section I.3.2, l'ascenseur à atomes consiste en l'accélération d'un réseau optique dans lequel les atomes sont piégés. La vitesse du réseau est liée à la différence de fréquence entre les faisceaux montants et descendants (voir l'équation I.58). Cette différence de fréquence est contrôlée par les fréquences envoyées aux deux MAO du banc laser, que j'ai détaillé dans la sous-section II.6.2. Nous faisons ici le choix d'utiliser l'architecture à un faisceau.

Polarisation

Les deux bras du faisceau arrivent par une même fibre avec des polarisations linéaires croisées. Une lame $\lambda/4$ placée avant la partie sous vide de l'expérience circularise la polarisation des faisceaux. Une LRV réglée en configuration $\lambda/4$ est placée avant le miroir de rétro-réflexion (voir la figure III.7). Les faisceaux remontants sont donc passés deux fois par la LRV($\lambda/4$), ce qui équivaut à un passage à travers une lame $\lambda/2$, et ont alors une polarisation circulaire opposée aux faisceaux descendants.

Cette configuration va générer trois réseaux :

- un premier réseau en mouvement, résultant de l'interaction entre le bras à la fréquence ν_{B1} descendant et le bras à la fréquence ν_{B2} montant ;
- un deuxième réseau en mouvement, de sens opposé au premier, résultant de l'interaction entre le bras à la fréquence ν_{B2} descendant et le bras à la fréquence ν_{B1} montant ;
- un troisième réseau, stationnaire, résultant de l'interaction entre la partie descendante et la partie montante du bras à la fréquence ν_{B1} , à cause des défauts de polarisation qui ne sont jamais parfaitement circulaires. De même nous aurons un réseau stationnaire entre la partie descendante et la partie montante du bras à la fréquence ν_{B2} .

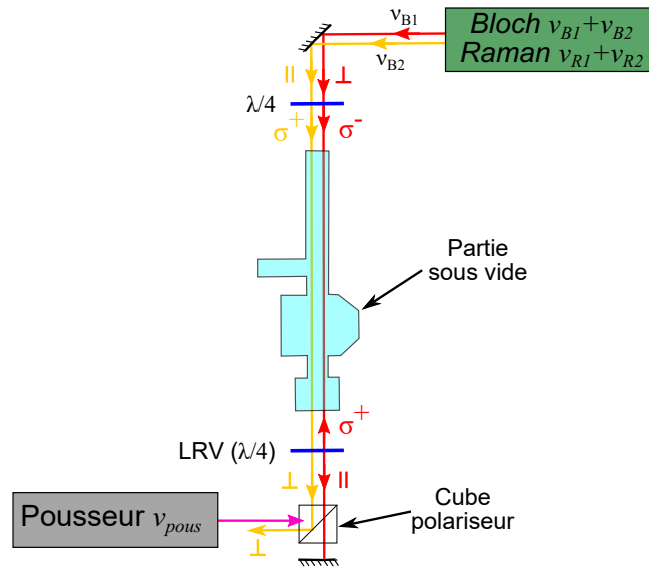


FIGURE III.7 – Faisceaux de Bloch. Trajectoires et polarisations des faisceaux lasers de l’ascenseur à atomes.

Seul le premier réseau nous intéresse, les deux autres sont des réseaux parasites susceptibles de nous faire perdre des atomes. La solution que j’ai proposée est de placer un cube séparateur entre la deuxième lame à retard et le miroir de rétro-réflexion (voir la figure III.7) de sorte qu’un des bras du faisceau laser ne soit pas réfléchi sur le miroir mais réfléchi sur le cube et dirigé vers l’extérieur (comme dans [76]). Les faisceaux constituant l’ascenseur sont alors le faisceau descendant de fréquence ν_{B1} et de polarisation σ^+ avec le faisceau montant de fréquence ν_{B2} et de polarisation σ^+ . Les deux réseaux parasites subsisteront tout de même, à cause des imperfections des lames à retard et à la réflexion non-totale du cube, mais seront moins intenses.

Corrections

Nous mesurons le total d’atomes à l’aide de l’aire des temps de vol à la détection. Pour estimer correctement le nombre d’atomes, nous devons tenir compte du fait que lorsque nous lançons les atomes à l’aide de l’ascenseur à atomes, les atomes auront une distance de chute plus grande avant la détection et croiseront les faisceaux de détection avec une vitesse plus élevée. Ils passeront alors moins de temps dans les faisceaux de détection positionnés horizontalement et auront moins de temps pour fluorescer. De plus, aux températures que nous utilisons ($\simeq 2 \mu\text{K}$) la taille du nuage d’atomes va s’étendre significativement et devenir comparable à la taille transverse des faisceaux de détection. Il faut aussi tenir compte de la présence du miroir du PMOm-3D, qui tronque les trajectoires des atomes du nuage lancé à leur descente. Nous devons donc corriger les signaux de temps de vol pour tenir compte de ces facteurs géométriques lorsque nous comparons les signaux des atomes lancés ou lâchés.

Le temps passé dans les faisceaux de détection est inversement proportionnel à la vitesse des atomes à cet instant. Il suffit donc de connaître la différence de vitesse entre les

atomes lancés et les atomes lâchés pour corriger proportionnellement le nombre d'atomes mesurés. Cette vitesse dépend uniquement de la distance de chute jusqu'aux faisceaux de détection :

$$\begin{aligned} v_{det} &= \sqrt{2g \cdot (z_0 + z_{nap} + z_{ap})} \\ &\simeq \sqrt{2g \cdot (z_0 + z_{ap})} \end{aligned} \quad (\text{III.1})$$

où z_0 est la distance entre le centre de l'enceinte principale et le centre de l'enceinte de détection. z_{nap} est la distance entre les nappes de détection et le centre de l'enceinte de détection, que nous négligerons. z_{ap} est la distance entre l'apogée de la trajectoire des atomes lancés et le centre de l'enceinte principale.

La hauteur de lancer des atomes peut s'écrire en fonction de la vitesse des atomes v_{res} en sortie du réseau : $z_{ap} = \frac{v_{res}^2}{2g}$. L'équation III.1 s'écrit en fonction de la vitesse de lancer des atomes et de la vitesse des atomes non-lancés v_{nap} lorsqu'ils traversent les nappes de détection :

$$v_{det} = \sqrt{v_{nap}^2 + v_{res}^2} \quad (\text{III.2})$$

Comme nous l'avons vu dans la sous-section III.1.1 la distance entre le centre de l'enceinte principale et le centre de l'enceinte de détection est $z_0 = 170$ mm (la distance $z_{nap} = \pm 10$ mm entre les nappes de détection et le centre de l'enceinte de détection est négligée). La vitesse des atomes lâchés est alors de $v_{nap} = 1,83$ m.s⁻¹. Si nous lançons les atomes à une vitesse de $v_{res} = 1,76$ m.s⁻¹ (je choisis cette vitesse car c'est celle que nous utiliserons par la suite) la vitesse finale dans la détection sera de $v_{det} = 2,54$ m.s⁻¹. Un nuage lancé à $v_{res} = 1,76$ m.s⁻¹ possède donc un rapport de vitesse $r_v = 1,39$ plus grand que celui un nuage lâché.

La taille du nuage d'atomes lancé dans la détection dépend du temps passé en chute libre, de sa température moyenne et de sa taille initial. Le temps passé en chute libre peut être divisé en deux parties, la partie montante de la trajectoire des atomes avant d'atteindre l'apogée de leur trajectoire t_{ap} et la partie descendante entre l'apogée de leur trajectoire et les nappes de détection t_{nap} :

$$\begin{aligned} t_{det} &= t_{ap} + t_{nap} \\ &= \frac{v_{res}}{g} + \sqrt{\frac{2z_{det}}{g}} \end{aligned} \quad (\text{III.3})$$

où $z_{det} \simeq z_0 + z_{ap}$. Ce qui donne, pour une vitesse de lancer $v_{res} = 1,76$ m.s⁻¹, un temps de chute libre jusqu'à la détection $t_{det} = 439$ ms.

Comme nous l'avons dans la sous-section III.2.1, le rayon initiale du nuage à $1/e^2$ est $\sigma_0 \simeq 0,5$ mm pour une température $T = 2$ μ K. L'expansion spatiale du nuage en fonction du temps est donnée par [90] :

$$\sigma_t = \sqrt{\sigma_0^2 + \sigma_v^2 \cdot t} \quad (\text{III.4})$$

où σ_v est l'écart type de la distribution en vitesse du nuage d'atomes :

$$\sigma_v^2 = \frac{k_B \cdot T}{m_{Rb}} \quad (\text{III.5})$$

Pour un temps $t_{det} = 439$ ms le rayon gaussien de la distribution spatiale du nuage sera $\sigma_{t_{det}} = 8,7$ mm. Le nuage possédera alors une largeur à mi-hauteur de 20,5 mm, à comparer à la taille de la zone de détection. Le champ que nous imageons sur les photodiodes de détection est limité d'une part dans la direction parallèle à l'axe d'imagerie par la taille transverse des nappes de détection, $L_{nap} = 15$ mm, et d'autre part dans la direction perpendiculaire à l'axe d'imagerie par la taille finie des photodiodes, $L_{pd} = 10$ mm, avec système d'imagerie possédant un grandissement de -1 (voir sous-section II.5.1). Le nuage est aussi en partie tronqué par le miroir du PMOm-3D lorsque le nuage repasse au niveau de l'enceinte principale après avoir été lancé. Cependant cette troncature est moins importante que celle produite par la taille de la photodiode (figure III.8).

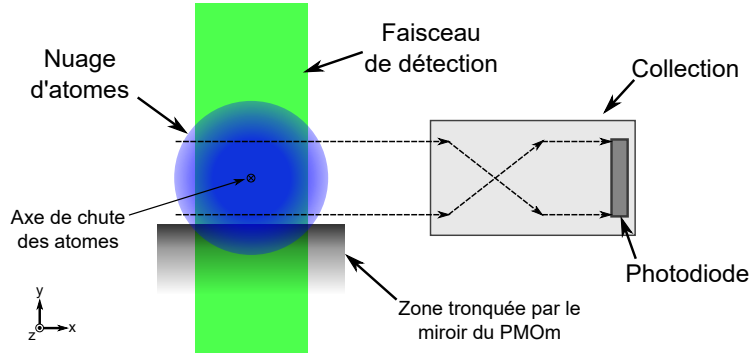


FIGURE III.8 – Partie détectée des nuages.

Pour estimer la fraction des atomes détectés η_{det} nous devons intégrer la fonction de distribution en position des atomes (gaussienne) dans le rectangle défini plus haut :

$$\eta_{det} = \text{erf} \left(\frac{L_{nap}/2}{\sqrt{2}\sigma_{t_{det}}} \right) \times \text{erf} \left(\frac{L_{pd}/2}{\sqrt{2}\sigma_{t_{det}}} \right) \quad (\text{III.6})$$

Nous pouvons donc estimer que seul 49,5 % du nuage lancé est détecté, alors que 95,2 % du nuage lâché l'est. Ce qui nous donne un rapport de partie tronquée du nuage lancé à $v_{res} = 1,76$ m.s⁻¹ comparé à la partie tronquée du nuage lâché $r_t = 1,92$. À noter que lorsque nous travaillerons avec des atomes ultra-froids, le nuage ne sera plus tronqué.

Au final, en tenant compte du rapport de vitesse r_v et du rapport de partie tronquée r_t , le rapport de signal entre les atomes lâchés et les atomes lancés est de $r_s(v_{res} = 1,76) = r_v \times r_t = 2,67$. Cette valeur nous permet de corriger les aires de temps de vol des atomes lancés.

Réalisation

Pour accélérer les atomes nous effectuons une rampe linéaire sur la différence de fréquence entre les deux bras de l'ascenseur, ce qui induit une rampe de vitesse sur le réseau, comme nous l'avons vu dans l'équation I.60. La première phase de l'ascenseur consiste à rattraper les atomes lâchés en chute libre après l'étape de refroidissement. Nous générons une rampe de fréquence pour suivre l'accélération de la pesanteur. Afin de charger les atomes dans le réseau de manière adiabatique nous générerons aussi une rampe sur l'intensité lumineuse du faisceau. À noter que cette première phase de piégeage est identique à la dernière phase, où nous déchargeons de manière adiabatique les atomes. Une fois que l'intensité lumineuse a atteint son maximum nous inversons le sens de la rampe de fréquence de manière à accélérer les atomes vers le haut. Il y a ensuite deux manières de procéder lorsque la vitesse du nuage vitesse se rapproche de la vitesse nulle.

III.3.2 Ascenseur direct

La solution la plus simple à mettre en place est, après avoir attrapé les atomes en chute libre, de les accélérer continûment, d'une vitesse initialement dirigée vers le bas jusqu'à une vitesse dirigée vers le haut en croisant la vitesse nulle (la différence de fréquence des faisceaux, équivalente à la vitesse du réseau, est représentée sur la figure III.9). La configuration de polarisation que nous utilisons pour l'ascenseur à atomes supprime en principe les réseaux stationnaires et le réseau se déplaçant en sens opposé, vers le bas. Mais les imperfections de polarisations font que ces réseaux parasites subsistent, une partie des atomes restent alors piégés dans ces réseaux lorsqu'ils croisent la vitesse nulle. Elle permet cependant de lancer une fraction significative des atomes. La réalisation de cet ascenseur se découpe donc en trois phases :

- 1 le chargement adiabatique, pendant laquelle la rampe de fréquence suit l'accélération de la pesanteur et l'intensité du laser augmente ;
- 2 l'accélération, où la rampe de fréquence donne aux atomes une accélération opposée (et supérieure) à g et l'intensité du laser est constante ;
- 3 le déchargement adiabatique, qui est identique à la première phase, la rampe de fréquence suit g pendant que l'intensité du laser diminue.

Après avoir optimisé l'alignement vertical des faisceaux lasers à l'aide d'un miroir à l'alcool ainsi que l'orientation des lames à retard, nous avons caractérisé les paramètres de l'ascenseur pour le lancer des atomes. Nous pouvons jouer sur deux paramètres pour optimiser le lancement : l'amplitude de l'accélération et la durée de la rampe d'accélération. Plus l'accélération est grande plus les pertes Landau-Zener seront élevées. De même, plus la durée de la rampe est élevée plus les pertes par émission spontanée seront élevées

(ces deux phénomènes ont été expliqués dans la sous-section I.3.2). Pour la première et la troisième phase de l'ascenseur, la rampe d'accélération est constante et vaut g . La durée de cette phase doit être suffisamment longue afin d'obtenir un chargement et un déchargement adiabatique, mais la plus courte possible pour limiter l'émission spontanée. Nous avons trouvé expérimentalement un temps optimal de $200 \mu\text{s}$.

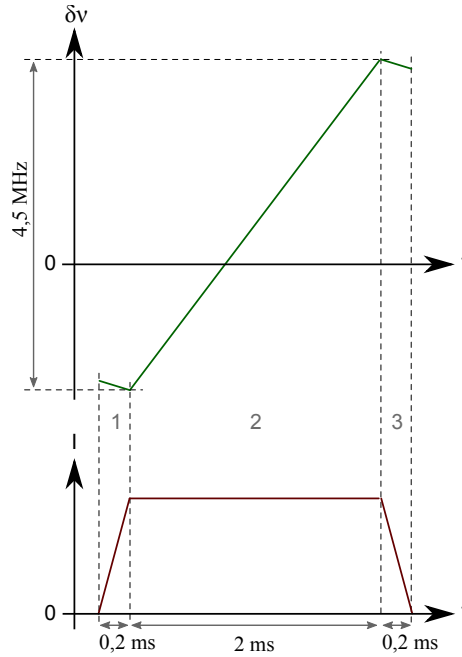


FIGURE III.9 – Ascenseur direct. La différence de fréquence entre les deux faisceaux est représentée sur la figure du haut et l'intensité totale des faisceaux lasers est représentée sur la figure du bas.

C'est la deuxième phase qui modifie la vitesse des atomes. Pour lancer les atomes à une hauteur d'apogée z_{ap} , leur vitesse en sortie du réseau doit être $v_{res} = \sqrt{2g \cdot z_{ap}}$. Cette vitesse est déterminée par l'accélération du réseau et le temps passé dans le réseau, $v_{res} = a_{res} \cdot t_{res}$. Nous avons mesuré le nombre d'atomes lancés en fonction du temps de la rampe t_{res} en gardant la vitesse v_{res} constante, les résultats sont représentés sur la figure III.10. Pour une vitesse $v_{res} = 1,76 \text{ m.s}^{-1}$ l'optimum d'atomes lancés est pour un temps $t_{res} = 2 \text{ ms}$, ce qui équivaut à une accélération $a_{res} = 89,5 g$, où 38 % des atomes sont lancés. Notons que la distance parcourue par les atomes lorsqu'ils sont piégés dans le réseau est négligeable comparée à la distance qu'ils parcourent après avoir été relâchés (0,18 cm comparé à 16 cm).

Nous avons comparé cette mesure au calcul de la proportion d'atomes lancés attendus. En tenant compte des paramètres du réseau (l'intensité des faisceaux, le désaccord, l'accélération et le temps de la rampe) nous avons pu estimer les caractéristiques du réseau. La profondeur du piège est calculée à $U_0 = 87 E_r$, ce qui donne une accélération critique $a_c = 1149 g$. Les simulations donnent un optimum d'atomes lancés pour une durée de rampe $t_{res} = 1,5 \text{ ms}$, proche de la valeur mesurée de 2 ms, et une proportion d'atomes lancés à 36 %, très proche des 38 % mesurés.

Pour trouver un bon accord quantitatif entre les fractions d'atomes lancés mesurés et le calcul, un seul paramètre a été ajusté, qui correspond à la fraction d'atomes initialement chargés dans la bande fondamentale du réseau. Cette fraction est de 67 %, ce qui correspond à ce qui est attendu (la distribution en vitesse initiale, de largeur à $1/e^2$ de l'ordre de $2,2 v_{rec}$, intégrée sur la largeur de la zone de Brillouin $[-v_{rec}; v_{rec}]$).

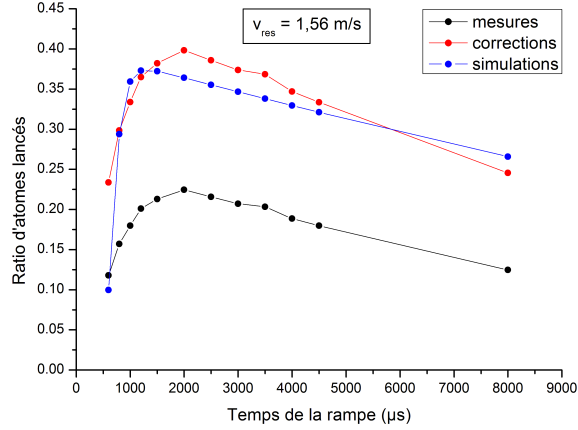
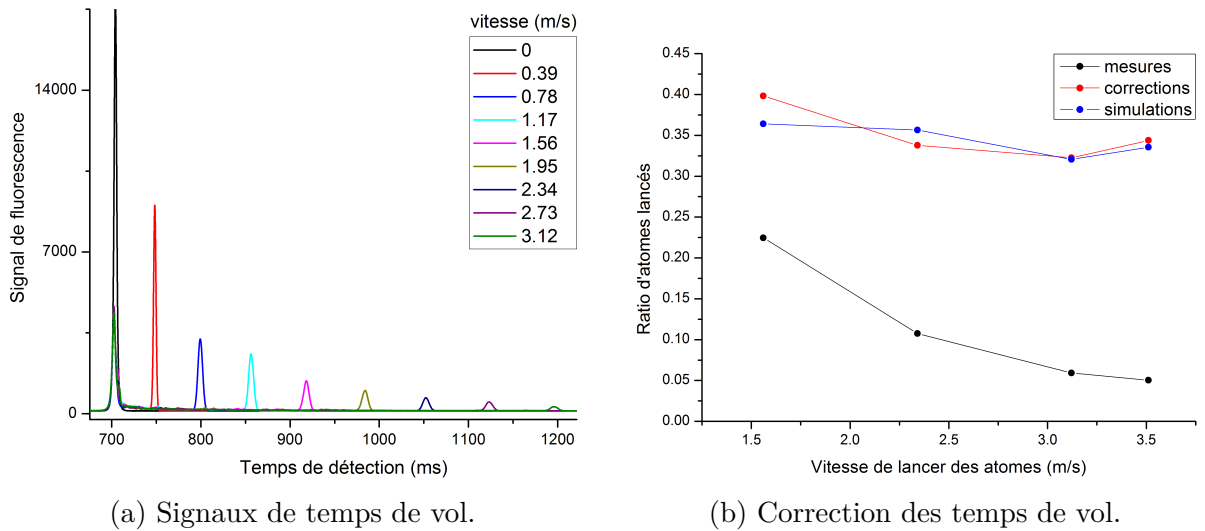


FIGURE III.10 – Ratio d'atomes lancés en fonction du temps de la rampe de lancement. Les mesures sont ici réalisées pour une vitesse de lancer $v_{res} = 1,56 \text{ m.s}^{-1}$.

Nous avons répété ces mesures pour différentes vitesses de lancement et observé des durées de rampe optimale comprises entre 2 et 4 ms. La figure III.11a présente les temps de vol mesurés pour ces différentes vitesses. Nous observons une décroissance très nette du signal de temps de vol en fonction de la vitesse de lancement. Il faut cependant tenir compte des corrections dont nous avons discuté précédemment (sous-section III.3.1) pour estimer correctement le nombre d'atomes lancés. J'ai comparé le nombre d'atomes mesurés au nombre d'atomes réels estimés et aux simulations (voir figure III.11b).



(a) Signaux de temps de vol.

(b) Correction des temps de vol.

FIGURE III.11 – Mesures par temps de vol pour différentes vitesses de lancement. Nous observons que la fraction d'atomes lancés dépend peu de la vitesse de lancer.

Nous observons que le nombre optimal d'atomes lancés varie peu en fonction de la vitesse de lancer (comprise entre $1,5$ et $3,5 \text{ m.s}^{-1}$). Nous remarquons aussi qu'une partie des atomes reste piégée dans le réseau parasite stationnaire (le pic de gauche sur les temps de vol) et qu'une partie des atomes n'est pas chargée dans l'ascenseur. Ici nous ne pouvons pas distinguer les atomes piégés et non piégés parce qu'ils arrivent presque en même temps dans la détection ($v_{res} = 0$ dans la figure III.11a). Nous avons expérimentalement choisi $z_{ap} = 16 \text{ cm}$ (pour les raisons évoquées dans la sous-section III.2.2), ce qui correspond à une vitesse de lancer de $v_{res} = 1,76 \text{ m.s}^{-1}$.

III.3.3 Ascenseur avec saut

Une perspective pour réaliser notre ascenseur à atomes à partir d'un nuage en chute libre en évitant les réseaux parasites est d'effectuer un saut de fréquence avant que la vitesse des atomes ne devienne nulle. Pour cela, nous pouvons réaliser une impulsion de Bragg au milieu de la rampe, comme dans [91]. Il faut cependant veiller à décharger et charger de manière adiabatique avant et après l'impulsion de Bragg. Ce qui donne lieu à un plus grand nombre de phases :

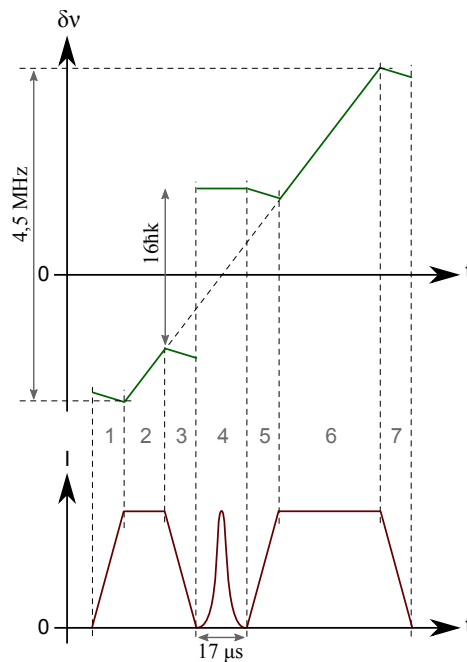


FIGURE III.12 – La différence de fréquence entre les deux faisceaux est représentée sur la figure du haut et l'intensité totale des faisceaux lasers est représentée sur la figure du bas. L'ascenseur avec saut possède un saut de fréquence juste avant que la vitesse du nuage croise la vitesse nulle.

- 1 le chargement adiabatique, pendant laquelle la rampe de fréquence suit l'accélération de la pesanteur et l'intensité du laser augmente ;
- 2 l'accélération, où la rampe de fréquence donne aux atomes une accélération opposée (et supérieure) à g et l'intensité du laser est constante ;

- 3 le déchargement adiabatique, qui est identique à la première phase, la rampe de fréquence suit g pendant que l'intensité du laser diminue.
- 4 l'impulsion de Bragg, en appliquant un saut de fréquence et en réalisant une impulsion gaussienne en intensité, nous sélectionnons les atomes effectuant un saut d'impulsion $-N\hbar k \rightarrow N\hbar k$.
- 5 à nouveau un chargement adiabatique pour rattraper les atomes en chute libre après qu'ils aient subis l'impulsion de Bragg.
- 6 une accélération identique à celle de la deuxième phase avec une intensité laser constante.
- 7 le déchargement adiabatique final où nous laissons les atomes avec la vitesse finale que nous leur avons communiquée et sous l'influence de la pesanteur seule.

Cette architecture d'ascenseur possède l'avantage de ne pas faire passer les atomes par une vitesse nulle, ce qui piège une partie des atomes dans le réseau stationnaire parasite. Cette configuration n'a pas encore été mise en place, mais pourra à terme être utilisée sur l'expérience car elle permet de perdre moins d'atomes qu'avec une rampe directe, en particulier lorsque la profondeur des réseaux parasites stationnaires est importante. Avec cette méthode nous nous attendons à une augmentation du nombre d'atomes lancé. À titre d'information, dans l'expérience [91] une augmentation de 75 % du nombre d'atomes lancés a été observé entre l'ascenseur direct et l'ascenseur avec saut. Pour cela l'impulsion de Bragg doit être courte, $17 \mu s$, mais correctement définie. Si l'intensité de l'impulsion n'a pas une forme temporelle gaussienne, l'efficacité de l'impulsion sera moindre. Pour cela nous pouvons utiliser un générateur de fonction arbitraire avec un pas d'échantillonnage $< \mu s$.

III.4 Interférométrie Raman

Pour effectuer les mesures de gravité nous effectuons une interrogation $\pi/2 - \pi - \pi/2$ comme expliqué dans la sous-section I.2.3. La puissance totale dans les faisceaux Raman est de 26 mW. Pour les mesures qui suivent, nous avons augmenté la taille des faisceaux laser et utilisé un collimateur différent. Le diamètre à $1/e^2$ des faisceaux Raman (et donc aussi de l'ascenseur à atomes) est ici de 7,5 mm, afin de limiter l'inhomogénéité de puissance des lasers sur les atomes. Nous l'utilisons car nous travaillons ici avec des atomes froids, le nuage d'atomes est donc plus gros que lorsque nous travaillerons avec des atomes ultra-froids.

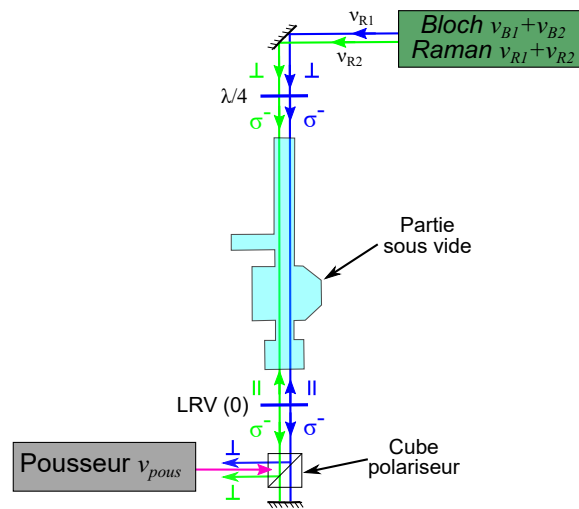


FIGURE III.13 – Faisceau Raman. Trajectoire et polarisation des faisceaux lasers d'interrogation Raman.

Les faisceaux d'interrogation Raman sont générés par le banc en espace libre décrit dans la sous-section II.6.1. Ils sortent de la fibre optique avec la même polarisation linéaire. Leur polarisation est circularisée par la lame $\lambda/4$ avant d'entrer dans l'enceinte à vide (figure III.13). La LRV est réglée en configuration neutre de sorte que les faisceaux soient toujours polarisés circulairement lorsque qu'ils atteignent le cube polariseur. La composante perpendiculaire de la polarisation des faisceaux est réfléchi sur le cube vers l'extérieur. La composante parallèle traverse le cube, est réfléchi sur le miroir de rétro-réflexion et retraverse la LRV(0).

Les faisceaux descendants polarisés σ^- combinés aux composantes σ^- et σ^+ de la polarisation linéaire des faisceaux montants, couplent les atomes initialement dans l'état $|F = 1, m_F = 0\rangle$ non seulement aux états $|F = 2, m_F = 0\rangle$ (transition $\sigma^- - \sigma^-$), mais aussi aux états $|F = 2, m_F = \pm 2\rangle$ (transition $\sigma^- - \sigma^+$ ou $\sigma^+ - \sigma^-$) suivant la direction de \vec{k}_{eff} . Cette direction est choisie en réglant le désaccord de fréquence $\nu_{R1} - \nu_{R2}$ entre les deux faisceaux lasers. Ces couplages donnent lieu au spectre Raman présenté sur la figure III.14a. Nous avons ici réalisé une impulsion Raman à pleine puissance, de durée 8 μs , et nous avons mesuré la probabilité de transition en fonction de la différence de fréquence entre les deux bras du faisceau Raman. Nous remarquons bien sur le spectre des transitions

Raman que les transitions $\sigma^- - \sigma^-$ sont prédominantes mais que les transitions $\sigma^- - \sigma^+$ et $\sigma^+ - \sigma^-$ subsistent. Le sens de la séparation spatiale (\uparrow ou \downarrow) est déterminé par le désaccord $\pm\delta'$ que nous choisissons.

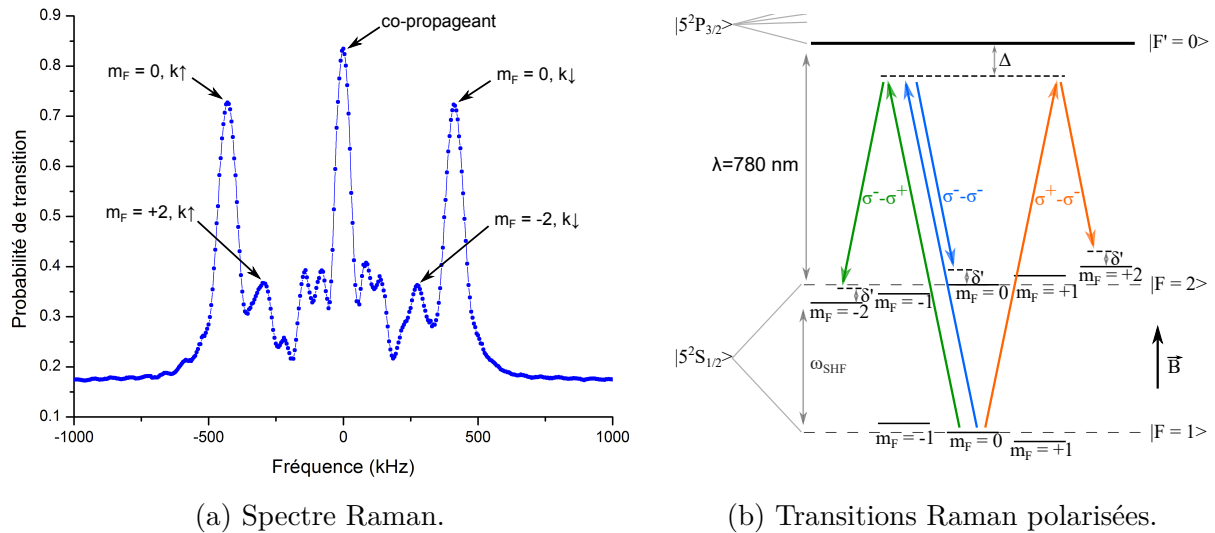


FIGURE III.14 – Obtenu en mesurant la probabilité de transition en fonction de la différence de fréquence des lasers après une impulsion π .

III.4.1 Interférométrie à un nuage

L'étape d'interrogation débute après l'étape de sélection, 32 ms après que le nuage a été lâché. Les atomes ont alors déjà chuté d'environ 5 mm. Les impulsions $\pi/2$ ont une durée $\tau = 4 \mu\text{s}$ et l'impulsion π une durée deux fois plus longue, $\tau = 8 \mu\text{s}$. Pour une séquence à un nuage simplement lâché, et avec des temps entre chaque impulsion $T = 1 \text{ ms}$, le contraste de l'interféromètre est alors de 22 % (voir la figure III.15).

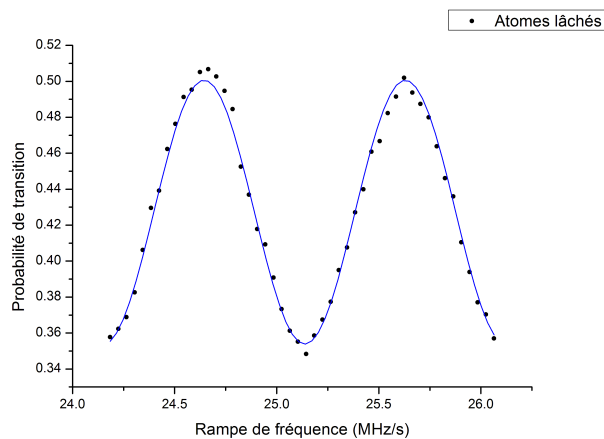


FIGURE III.15 – Franges d'interférences d'un nuage. Les franges sont obtenues, pour $2T = 2 \text{ ms}$, en faisant varier la rampe appliquée à la différence des faisceaux Raman.

Un contraste de 22 % correspond à la valeur attendue pour notre interféromètre. Celui-ci nous permet de mesurer la valeur de la rampe de fréquence $\alpha_0 = 25,144$ MHz/s qui compense l'accélération de la pesanteur, ce qui correspond à une accélération $g = 9,809$ m.s⁻², et qui est bien la valeur attendue à Paris.

III.4.2 Interférométrie à deux nuages

L'étape d'interrogation est identique pour une séquence à un ou deux nuages, avec une géométrie $\pi/2 - \pi - \pi/2$. Les principales différences résident dans le fait que le second nuage est chargé moins longtemps (100 ms au lieu de 480 ms), il possède donc moins d'atomes. Le premier subit quant à lui l'étape de lancement (où nous perdons plus de la moitié des atomes) et un temps d'expansion plus long. Pour un même temps d'interrogation $2T = 2$ ms, son contraste est par conséquent plus faible que celui du second nuage (13 % contre 26 %) comme représenté sur la figure III.16. Le second nuage est lâché lorsque le premier atteint l'apogée de sa trajectoire (ici 16 cm) et comme pour l'interrogation à un nuage, les impulsions Raman commencent 32 ms après le lâché du second nuage.

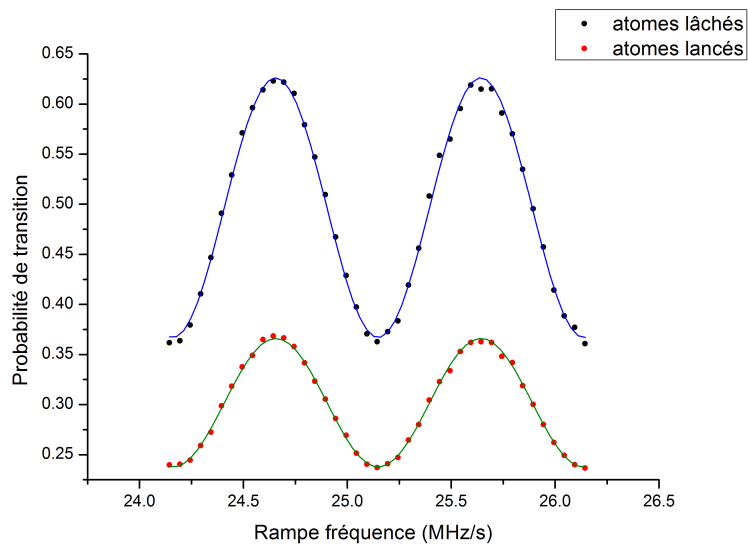


FIGURE III.16 – Franges d'interférences de deux nuages. Les points de mesures et les courbes ajustées sont représentés. La variation de la rampe de fréquence des lasers d'interrogation est appliquée sur les deux nuages simultanément, avec $2T = 2$ ms.

Nous remarquons ici que la valeur moyenne de la probabilité de transition des franges d'interrogation n'est pas centrée sur 0,5. Cela est dû d'une part à la moindre efficacité des impulsions Raman pour le nuage lancé (à cause de sa plus grande taille), mais aussi à une différence de réponse de la détection (les atomes les plus rapides sont moins bien poussés dans la détection). Cependant, ce décalage n'influence pas l'extraction de la phase différentielle.

III.5 Extraction de phase différentielle

Les deux nuages n'étant pas situés à la même hauteur lors de l'interrogation, la phase de chaque interféromètre, influencée par la gravité, sera différente. La différence de phase peut donc être utilisée pour remonter à la différence de gravité. Pour obtenir la phase Φ d'un interféromètre nous devons mesurer la probabilité de transition P et utiliser l'équation I.18 pour extraire la phase : $P = A + \frac{C}{2} \cos(\Phi)$ où A est l'écart à zéro et C le contraste de l'interféromètre. Mais une extraction directe ne permet pas de déterminer Φ sans ambiguïté. En pratique, si nous disposons d'un moyen d'ajouter un déphasage contrôlé Φ_c , nous pouvons balayer les franges en variant Φ_c et déterminer la phase Φ de façon non-ambiguë (modulo 2π) en ajustant les mesures par la loi :

$$P(\Phi_c) = A + \frac{C}{2} \cos(\Phi + \Phi_c) \quad (\text{III.7})$$

III.5.1 Ellipse de la phase différentielle

Dans un accéléromètre atomique, comme nous l'avons vu dans l'équation I.27, la phase vaut $\Phi = (\alpha + \vec{k}_{eff} \cdot \vec{a}) \cdot T^2$, où α est la rampe de la différence de fréquence entre les faisceaux lasers d'interrogation. Une méthode classique pour balayer les franges consiste donc à faire varier cette rampe de fréquence α , comme illustré dans la figure III.16. Cependant, pour des temps d'interaction assez longs (quelques dizaines de millisecondes) le bruit de vibration fait varier de façon aléatoire la phase de l'interféromètre de plusieurs radians, ce qui brouille les franges. Sur la figure III.17 les interférogrammes sont obtenus en balayant la rampe de fréquence pour un temps d'interféromètre $2T = 70$ ms, alors que dans la figure III.16 le temps d'interféromètre est $2T = 2$ ms. Le contraste est ici plus faible et le bruit de vibration brouille les franges, si bien que nous ne pouvons mesurer les phases Φ des interféromètres.

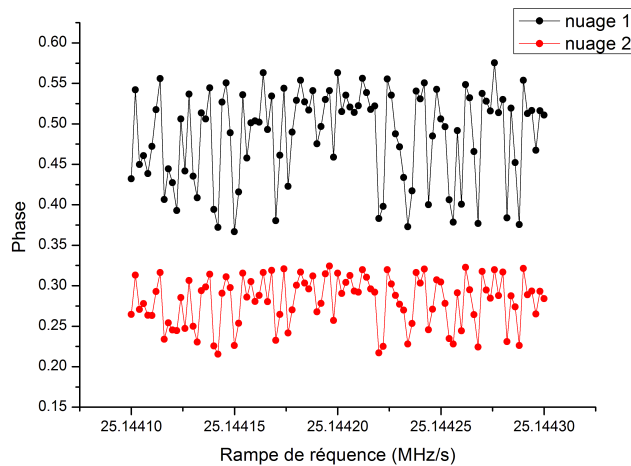
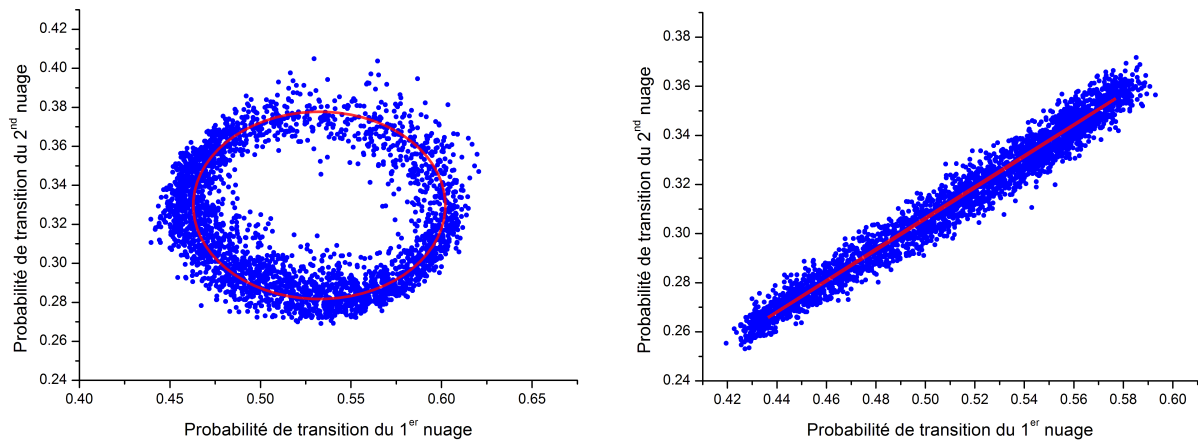


FIGURE III.17 – Franges Bruitées. Pour un temps d'interrogation $2T = 70$ ms le bruit de vibration balaye la phase plus largement que l'amplitude de la rampe de fréquence.

Cependant, comme nous possédons deux interféromètres simultanés interrogés avec le même laser réfléchi sur le même miroir nous pouvons tirer partie, pour déterminer la phase différentielle, des corrélations existantes entre les deux interféromètres (qui sont dans le cas général déphasés l'un par rapport à l'autre) car le bruit de vibration (ainsi que le bruit de phase du laser) est un bruit de mode commun. En représentant la probabilité de transition d'un interféromètre en fonction de la probabilité de transition de l'autre, nous obtenons, dans un cas général, une ellipse. Un ajustement des données permet d'extraire les paramètres de l'ellipse, à l'aide desquels nous pouvons déterminer la phase différentielle. Nous avons utilisé la méthode présentée dans [92], et utilisée dans d'autres expériences gradiométriques [33]. J'ai représenté sur la figure III.18 des représentations de telles "ellipses" dans deux cas différents. Pour le premier, la phase différentielle $\Delta\Phi$ est proche de $\pi/2$, l'ellipse se rapproche d'un cercle. Dans le deuxième (qui correspond aux mesures effectuées dans la figure III.17) la phase différentielle $\Delta\Phi$ est proche de 0 et l'ellipse tend vers une droite.



(a) Ellipse des phases de deux nuages en quadrature de phase.

(b) Ellipse des phases de deux nuages en phase.

FIGURE III.18 – Ellipses des phases. Probabilités de transition des deux nuages pour des champs de biais différents, pour $2T = 70$ ms.

Pour ces mesures, les deux nuages sont interrogés avec une différence d'altitude de 16 cm. Le temps d'interféromètre est $2T = 70$ ms. Lorsque les deux interféromètres sont en phase, la sensibilité obtenue est de 203 mrad à 1 s. Pour varier la différence de phase entre les deux interféromètres, nous varions le courant circulant dans les bobines de champ de biais. En effet, ces bobines produisent un champ relativement in-homogène. Si les interféromètres sont insensibles à un champ magnétique constant, ils sont cependant biaisés par les gradients de champ magnétique. Les deux nuages étant positionnés à deux endroits différents, ils voient alors des amplitudes et des gradients de champ magnétique différents. Ces différences vues par les deux nuages induisent des déphasages différents pour chacun, et donc une phase différentielle qui dépend du courant appliqué dans les bobines. Dans la pratique, en variant le courant entre 360 mA et 400 mA (respectivement la sous-figure III.18a et la sous-figure III.18b) nous faisons varier la phase différentielles $\Delta\Phi$ de $\pi/2$.

III.5.2 Sinusoïdes des phases individuelles

Une autre méthode que nous avons proposée [93] consiste à exploiter la corrélation entre les mesures des deux interféromètres et la mesure annexe d'un capteur classique (un accéléromètre ou un sismomètre). Cette étude a fait l'objet d'une publication [94], qui est ajoutée dans l'annexe B. Ici, la mesure annexe fournit une estimation du déphasage induit par les vibrations Φ_{vib} , si bien que si nous représentons les probabilités de transitions mesurées en fonction de l'estimation de la phase sismique, nous reconstituons les interférogrammes dans lesquels les franges sont clairement visibles. Nous voyons sur la figure III.19 les franges reconstituées dans le cas où les deux interféromètres sont en quadrature de phase (sous-figure III.19a) et le cas où les deux interféromètres sont en phase (sous-figure III.19b).

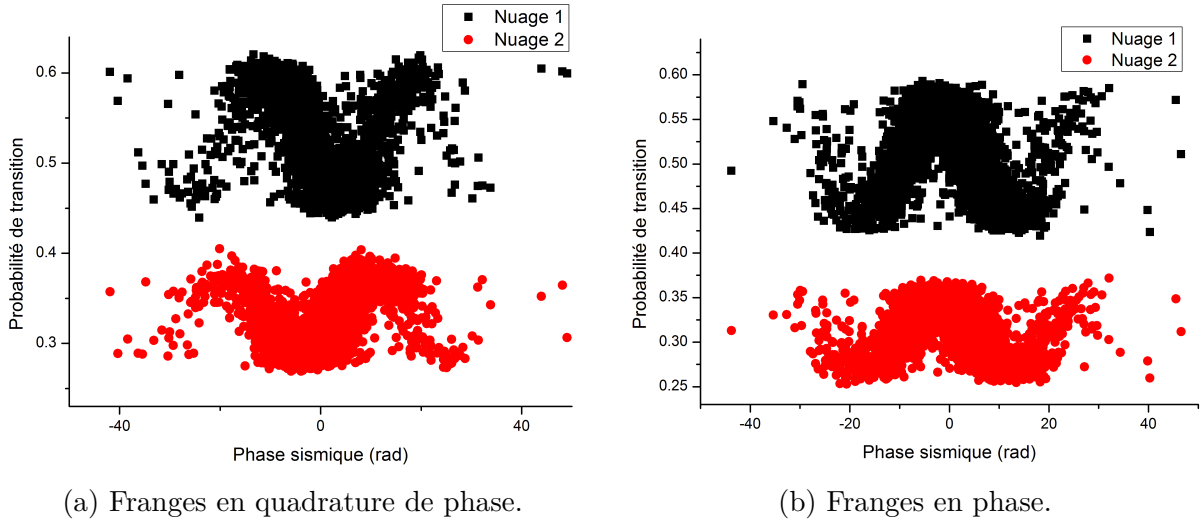


FIGURE III.19 – Franges sismiques. La phase des interféromètres est balayée par le bruit sismique. L'estimation de la phase est estimée à l'aide d'un sismomètre. Ici $2T = 120$ ms.

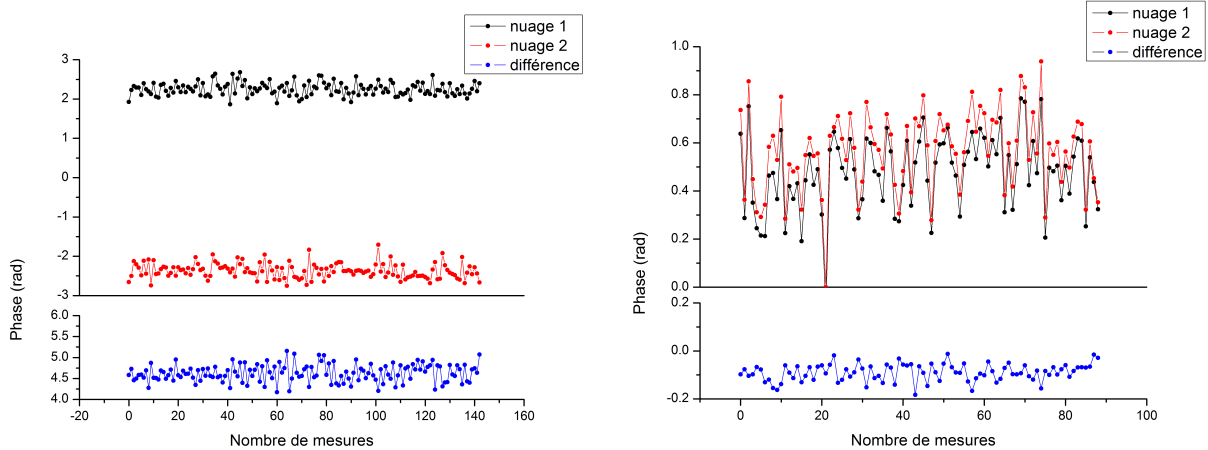
En ajustant les sinusoides obtenues nous obtenons les phases interférométriques individuelles, et en calculant leur différences nous remontons à la phase différentielle. Lors de ces mesures, pour lesquelles un bruit de vibration important est nécessaire, la plateforme anti-vibration n'est pas activée. Pour estimer les déphasages liés aux vibrations Φ_{vib} nous utilisons un sismomètre, un Guralp 40T, dont nous connaissons bien la fonction de transfert et la sensibilité.

Extraction des phases

Pour extraire la phase différentielle, nous mesurons à chaque cycle i la probabilité de transition P_i et l'estimation Φ_{vib,S_i} du déphasage induit par les vibrations, nous ajustons les données avec la formule suivante :

$$P = A + \frac{C}{2} \cos(D \cdot \Phi_{vib,S} + \Phi) \quad (\text{III.8})$$

où D est un facteur correctif de l'ordre de 1. Dans la pratique, nous trouvons un écart à cette valeur de quelques pourcents du au fait de la réponse non linéaire du sismomètre.



(a) Phase des deux nuages en quadrature de phase, ainsi que leur phase différentielle. (b) Phase des deux nuages en phase, ainsi que leur phase différentielle.

FIGURE III.20 – Phases des deux nuages. Les mesures sont extraites à partir des transitions de probabilités mesurées sur des paquets de 40 points. Les fluctuations de phase différentielle des interféromètres en phase sont plus faibles que celle des interféromètres en quadrature de phase.

Pour extraire la phase différentielle nous effectuons des mesures de typiquement 4 000 points, avec des temps d'interrogation $2T = 120$ ms, que nous divisons en paquets de 40 points sur lesquels nous extrayons la phase à l'aide de l'ajustement décrit précédemment. La durée de mesure d'un point est de 1 s. Les résultats obtenus sur les phases ajustées sur les paquets consécutifs pour chaque nuage, ainsi que leur différence, sont représentés sur la figure III.20 pour deux valeurs différentes de champ de biais, et donc de phase différentielle. Nous remarquons que les fluctuations de phase des nuages sont de l'ordre de 0,6 rad pic à pic. Sur la sous-figure III.20a les deux nuages sont en quadrature de phase et les fluctuations de leur phase différentielle sont du même ordre de grandeur, de l'ordre de 0,6 rad. Sur la sous-figure III.20b les deux nuages sont en phase, les valeurs des phases sont corrélées et les fluctuations de leur phase différentielle sont plus faibles, de l'ordre de 0,15 rad.

Stabilité

Nous pouvons quantifier les fluctuations de phase en calculant la variance d'Allan des signaux mesurés (figure III.21). Les variances d'Allan se moyennent comme du bruit blanc et correspondent pour les fluctuations de phases individuelles à une sensibilité de phase de 150 mrad/paquet de 40 points, ce qui équivaut à une sensibilité de 1 rad à 1 s. En comparaison, le bruit de vibration vu par le sismomètre est de 2 rad à 1 s.

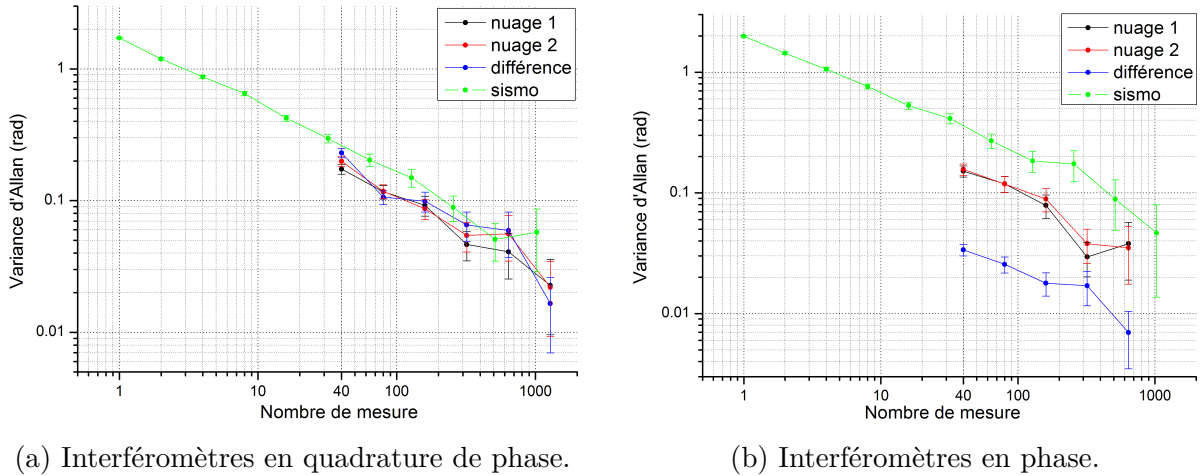


FIGURE III.21 – Variance d’Allan. La stabilité de la phase différentielle pour (a) des interféromètres en quadrature de phase est similaire à celle des phase individuelle, alors que pour (b) des interféromètres en phase elle est cinq fois meilleure.

Pour des interféromètres en quadrature de phase la stabilité de phase différentielle est voisine de celle de chaque nuage (voir sous-figure III.21a). Pour des interféromètre en phase, la stabilité de leur phase différentielle est cinq fois meilleure que la stabilité de la phase interférométrique de chaque nuage (voir sous-figure III.21b), 33 mrad/paquet soit 209 mrad/s ce qui est proche du bruit de détection qui est à 120 mrad/s.

Sensibilité

Nous avons calculé la sensibilité de l’extraction de la phase différentielle de notre gradiomètre en répétant les mesures et les analyses précédentes pour des valeurs de phases différentielles différentes $\Delta\Phi$ comprises entre $-1,5$ et $1,5$ rad, en modifiant les valeurs du gradient de champ magnétique de biais. Cette sensibilité est normalisée par la sensibilité attendue dans le cas où les phases des deux interféromètres ne seraient pas corrélées, qui correspond à la somme quadratique de chaque sensibilité, $\sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}$. Les résultats obtenus de la sensibilité normalisée sont représentés sur la figure III.22, où nous remarquons que la sensibilité d’extraction atteint son seuil le plus bas lorsque les deux interféromètres sont en phase. Ce seuil est proche du niveau du bruit de détection.

Les valeurs mesurées sont comparées à des simulations numériques que nous avons réalisées [93]. Pour cela, nous avons réalisé des tirages aléatoires de transition de probabilité en simulant le bruit de vibration estimé par le sismomètre $\Phi_{vib,S}$ avec une distribution normale possédant un écart type de 2 rad (correspondant au niveau observé dans les mesures). Nous avons pris un contraste d’interféromètre de 10 % pour le premier nuage et 6 % pour le second. Nous avons aussi tenu compte du bruit de détection $\sigma_{det} = 3.10^{-3}$. Nous ajoutons aussi une erreur aléatoire $\delta\Phi_{vib}$ pour tenir compte de l’écart entre la phase de vibration estimée $\Phi_{vib,S}$ et la phase de vibration réelle Φ_{vib} . L’écart type de $\delta\Phi_{vib}$ est ajusté à la main de façon à obtenir la même sensibilité de phase individuelle que celle mesurée, 1 rad/s, ce qui équivaut à une stabilité sur $\delta\Phi_{vib}$ de 620 mrad/s.

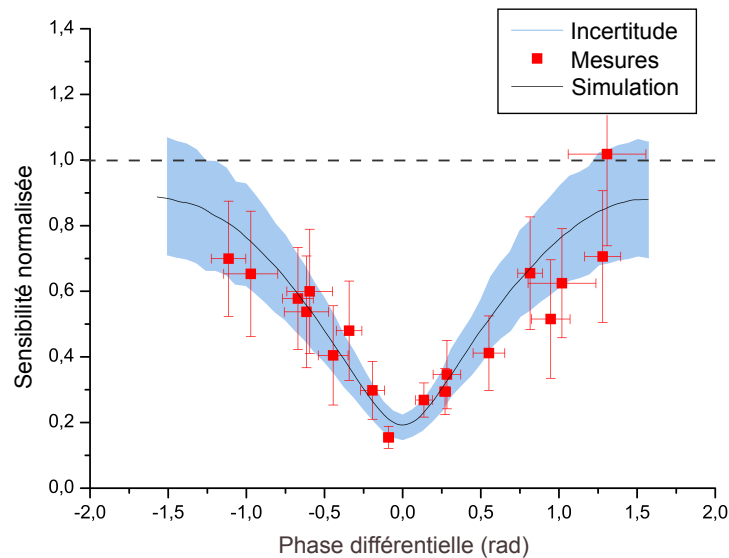


FIGURE III.22 – Sensibilité de la phase différentielle. La ligne de simulation est obtenue en calculant les valeurs sur 500 000 points. Les mesures sont réalisées sur 100 paquets de 40 points. L’aire d’incertitude est la dispersion obtenue par simulation, en répétant des tirages de 4 000 points.

Les résultats des simulations sont représentés sur la figure III.22. La ligne noire correspond au résultat obtenu avec un nombre de tirage très élevé (500 000). Pour comparer les simulations à nos mesures qui sont effectuées sur cent paquets de quarante points, nous effectuons une simulation avec un nombre de tirage équivalent (4 000), ce qui nous donne l’aire en bleu. Nous remarquons que nos mesures sont toutes situées dans l’aire d’incertitude calculée.

III.5.3 Discussions

Nous avons finalement comparé deux méthodes d’extraction de phase différentielle et caractérisé la sensibilité obtenue avec chacune. Cette sensibilité de phase différentielle permet de remonter à la sensibilité de gradient de pesanteur.

Comparaison des méthodes

La première méthode consiste à représenter la probabilité de transition d’un interféromètre en fonction de l’autre et de calculer les paramètres de l’ellipse qui décrivent cette représentation [92]. La phase différentielle est directement liée aux paramètres de l’ellipse. La seconde méthode, que nous avons proposée [93], consiste à représenter la probabilité de transition de chaque interféromètre en fonction d’une estimation de la phase de vibration à l’aide d’un capteur classique et de calculer les paramètres des sinusoides qui les décrivent, la phase différentielle est égale à la différence des phases individuelles.

La méthode d’ajustement des ellipses est celle qui rejette le mieux les bruits de vibra-

tion de mode commun. Mais les estimations de phase sont en général biaisées pour les valeurs éloignées de $\pi/2$ et la méthode ne fonctionne pas pour les valeurs proches de 0 et $\pi/2$ rad. Notre méthode d'extraction de phase différentielle ne présente en principe pas de biais de mesure et présente une sensibilité maximum pour une phase différentielle de 0 rad. La figure III.23 compare les différences de sensibilité (non-normalisée) de ces deux méthodes.

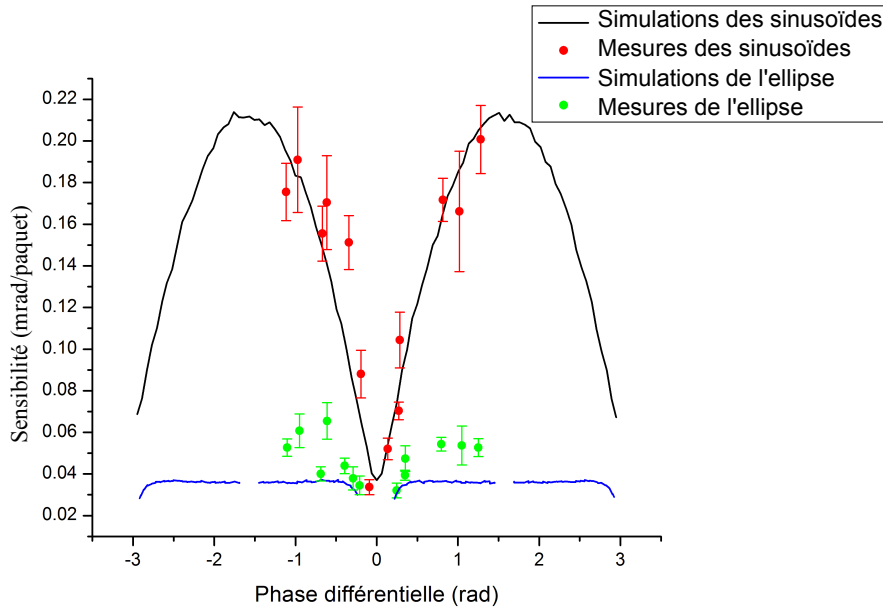


FIGURE III.23 – Comparaison des méthodes d'extraction de phase différentielle. Avec les mesures et les simulations.

Nous observons que la méthode des ellipses est dans l'ensemble plus sensible que la méthode que nous proposons. Cependant, à leur maximum de sensibilité les deux méthodes sont équivalentes. Nous remarquons aussi que la méthode des ellipses possède des zones aveugles, où on ne peut pas calculer la différence de phase, alors que notre méthode permet d'effectuer des mesures pour toutes les valeurs de phases différentielles.

Utiliser le gradient de champ magnétique pour faire varier la phase différentielle est une solution simple mais qui ne permet pas un très bon contrôle de la phase différentielle appliquée. Un autre levier utilisable pour modifier la phase différentielle est de changer la fréquence des lasers d'interrogation lors de la seconde impulsion, tout en conservant la même rampe de fréquence. Ce saut de fréquence induit un changement de phase différentielle $\delta\Phi$ directement liée au saut de fréquence $\delta\nu$ appliqué et à la distance L entre les deux nuages [95, 10] :

$$\delta\Phi = 4\pi \cdot \delta\nu \cdot L/c \quad (\text{III.9})$$

C'est une méthode que nous avons mise en place et qui est prête à être testée. Elle présente l'avantage d'être beaucoup plus précise que la modification du gradient de champ magnétique.

Sensibilité gradiométrique

La différence de phase entre les deux interféromètres induite par le gradient de gravité terrestre est donné par :

$$\delta\Phi = k_{eff} \cdot T^2 \cdot \delta g \quad (\text{III.10})$$

où δg , la variation de gravité entre les deux nuages, est donnée par $\delta g = \Gamma_{zz} \cdot \delta z$, avec Γ_{zz} le gradient de gravité vertical qui vaut 3 000 E et δz la différence d'altitude. Dans notre situation $\delta z = 16$ cm, ce qui équivaut à un $\delta\Phi = 27,8$ mrad. La sensibilité que nous avons atteinte pour des interféromètres en phase est de 32,05 mrad par paquet de 40 points, soit 203 mrad à 1 s. Cette sensibilité de phase correspond à une sensibilité gradiométrique de 3 455 E/paquet.

Ces résultats nous permettent de valider la capacité à mesurer un gradient de pesanteur de notre instrument. Ce qui est concluant pour une première étude où nous n'avons pas utilisé tous les outils qui seront bientôt mis en place. Lorsque nous utiliserons deux enceintes principales les deux interféromètres seront séparés de 1 m et la phase différentielle induite par le gradient de gravité sera alors de 174 mrad. Nous aurons alors, pour une même sensibilité de phase différentielle, une sensibilité gradiométrique plus de six fois meilleure. De plus, l'utilisation d'atomes ultra-froids permettra d'augmenter le contraste et de diminuer le bruit de détection, les atomes s'étendront moins et verrons un couplage avec les lasers plus homogène. L'utilisation des séparatrices multi-photoniques permettra d'augmenter le facteur d'échelle, ce qui améliorera la sensibilité de la mesure.

III.6 Conclusion

Nous avons mis en place un interféromètre à deux nuages avec une seule source d'atomes froids. Le premier nuage est refroidi à $1,8 \mu\text{K}$ puis lancé à l'aide de l'ascenseur à atomes à 16 cm de hauteur avec une efficacité de 38 %. Après que le premier nuage a été lancé, un deuxième nuage est préparé à la même température et lâché lorsque le premier nuage atteint l'apogée de sa trajectoire. Les deux nuages sont ensuite interrogés simultanément par un interféromètre Raman. L'interféromètre sur le nuage lancé possède un contraste de 13 %, et celui sur le nuage lâché possède un contraste de 26 %, pour un temps d'interrogation de $2T = 2$ ms.

Dans notre expérience la plateforme anti-vibration est volontairement laissée inactive, notre instrument subit donc un bruit de vibration plutôt important, de 2 rad à 1 s. Cette configuration a pour effet de noyer les franges d'interférences sous le bruit lorsque nous augmentons le temps d'interrogation. Dans un premier temps, nous avons réalisé des mesures de phase différentielle en utilisant une méthode classique basée sur l'ajustement de l'ellipse obtenue à l'aide des mesures de deux interféromètres. Nous avons pu constater l'utilité de la mesure du gradient de pesanteur : alors que les phases individuelles ne sont pas lisibles, la phase différentielle l'est et possède une sensibilité de 203 mrad à 1 s pour des interféromètres en phase, ce qui est bien en-dessous du bruit de vibration. Puis, dans un second temps, nous avons mis en pratique une autre méthode de mesure que nous avons proposée. Celle-ci consiste à utiliser un capteur classique, dans notre cas un sismomètre, dont nous connaissons la fonction de réponse et que nous utilisons pour corrélérer le bruit de vibration au déphasage induit sur les phases interférométriques. De cette façon, le bruit de vibration est utilisé pour balayer les phases individuelles, que nous pouvons alors mesurer pour en déduire la phase différentielle. La sensibilité de cette méthode, pour des interféromètres en phase, est de 213 mrad à 1 s. Elle présente de plus, l'intérêt de ne pas induire de biais de mesure, comme pour la méthode de calcul de l'ellipse.

Nous avons donc validé le principe de fonctionnement de notre appareil. Les prochaines étapes qui seront réalisées sont, le contrôle de la phase différentielle par un saut de fréquence, ce qui permettra un meilleur contrôle de la phase différentielle, l'implémentation de l'ascenseur avec saut, qui permettra de perdre moins d'atomes lors du lancement, l'installation de la deuxième chambre principale grâce à laquelle la préparation des deux nuages sera simultanée, ce qui permettra de refroidir plus d'atomes. De plus, la séparation entre les deux nuages sera plus grande et l'effet du gradient de pesanteur sur la phase différentielle sera alors plus importante. D'autre part, grâce à l'utilisation d'atomes ultra-froids, le nuage sera plus localisé et s'étendra moins pendant la chute libre, ce qui évitera la troncature du nuage dans la détection et améliorera le bruit de détection. C'est pour cela que j'ai développé un processus de fabrication de puce à atomes, que je vais aborder dans le chapitre suivant. Toutes ces étapes permettront in fine de réaliser un interféromètre avec une meilleure sensibilité gradiométrique.

CHAPITRE IV

PUCE À ATOMES

Notre expérience a pour ambition d'interroger les atomes en utilisant des séparatrices multi-photoniques, afin d'augmenter l'aire spatio-temporelle, et donc la sensibilité, de notre interféromètre. Et ce, d'autant plus qu'en travaillant en configuration fontaine, nous augmentons aussi la durée d'interrogation. Cependant, en utilisant des longs temps d'interféromètre sur des nuages d'atomes refroidis par lasers, ces derniers vont s'étendre et devenir relativement larges par rapport au faisceau d'interrogation et les faisceaux de détection, ce qui entrainera la diminution du contraste. Par ailleurs, pour utiliser efficacement des séparatrices multi-photoniques qui sont très sélectives en vitesse, il est préférable d'avoir une distribution de vitesse sub-recoil, et donc une température plus froide que celle que nous pouvons obtenir avec les techniques classiques de refroidissement laser. Ils nous faudra donc travailler avec des atomes ultra-froids. Pour les produire, nous avons fait le choix d'utiliser des puces à atomes. Ce choix se justifie par le fait que les puces à atomes sont le moyen le plus rapide d'obtenir des atomes ultra-froids, sans nécessiter d'accès optiques supplémentaires, et pour une consommation électrique très modeste [96].

Notre laboratoire n'avait jamais réalisé de puces à atomes en interne alors que l'Observatoire de Paris disposait d'une salle blanche équipée d'une partie du matériel requis pour leur fabrication. Nous avons donc complété la salle blanche avec les équipements nécessaires manquants. J'ai alors écrit un code pour calculer les configurations de champs magnétiques que nous envisageons de créer avec la puce. Puis j'ai travaillé au développement d'un procédé de fabrication de puce. De plus, nous avons eu l'opportunité d'utiliser une puce sur laquelle des fils avaient déjà été déposés. Il s'agit d'une puce de test du projet ONACIS développé par Thalès lors de l'optimisation du procédé de fabrication d'une puce par électrodéposition. Elle nécessitait tout de même quelques étapes de finalisation pour pouvoir être utilisée. Je les ai effectuées dans les installations de l'Observatoire. Cette puce ne possède pas la géométrie que nous voudrions in-fine pour notre expérience, mais elle devrait nous permettre de produire bientôt des atomes ultra-froids.

IV.1 Principe de fonctionnement

Comme je l'ai déjà évoqué dans la sous-section I.3.1, le piégeage et le refroidissement sur puce nécessite trois étapes : le PMOM-3D où nous utilisons des faisceaux lasers et une structure en U pour générer un piège quadrupolaire ; le piège magnétostatique, où nous utilisons une structure en Z pour créer un piège quadrupolaire avec un minimum non-nul ; le refroidissement évaporatif par radio-fréquence [97], où nous utilisons la structure en Z pour piéger les atomes et la structure en U pour générer la radio-fréquence.

Le piège magnétostatique sur puce nécessite, en plus du champ magnétique produit par les fils, un champ magnétique uniforme [65] orienté parallèlement à la surface de la puce (voir les figures I.22 à I.25) qui sera placée verticalement dans l'expérience. Nous allons utiliser pour cela deux paires de bobines, qui sont représentées sur la figure IV.1, chacune à 45° de l'axe vertical, pour générer le champ magnétique uniforme et avoir un meilleur contrôle sur son orientation. J'ai aussi ajouté deux paires de bobines afin de à pouvoir contrôler la position du piège horizontalement.

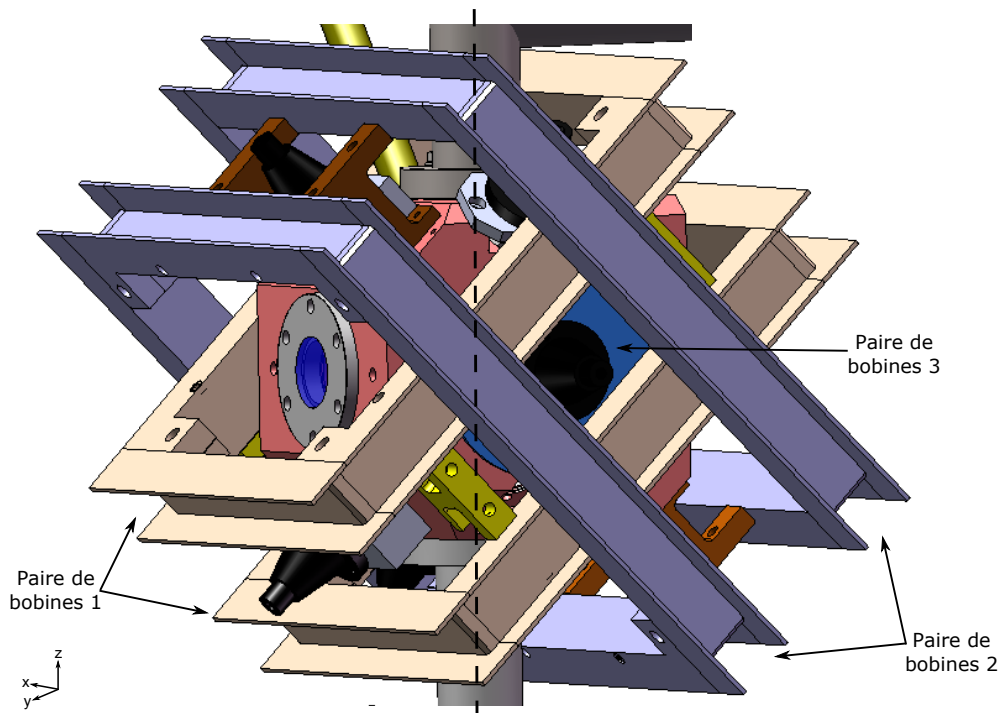


FIGURE IV.1 – Chambre principale avec les bobines. Les paires de bobines 1 et 2 sont orientées à 45° de l'axe vertical et symétriquement l'une par rapport à l'autre. Ces deux paires de bobines génèrent un champ magnétique vertical homogène. Les paires de bobines 3 et 4 (non représentée) serviront à déplacer le centre du piège horizontalement.

IV.2 Structures

Nous allons donc utiliser plusieurs géométries de pièges, que l'on peut ranger en deux catégories, les pièges à structure mésoscopique, composés de fils de cuivre de 1,5 mm de diamètre placés derrière la puce, et les pièges à structure microscopique, composés de fils d'or de 50 à 800 μm de large et 5 μm de d'épaisseur déposés sur la puce. Les fils mésoscopiques seront utilisés lors de la première phase de piégeage afin de réaliser un piège large pour capturer un maximum d'atomes. Les fils microscopiques seront utilisés lors de la seconde phase de piégeage afin de réaliser un piège plus confinant. La phase de refroidissement évaporatif nécessite un champ radio-fréquence (comme expliqué dans la sous-section I.3.1) qui pourra être généré par les fils mésoscopiques alors que les atomes seront piégés par le champ généré par les fils microscopiques.

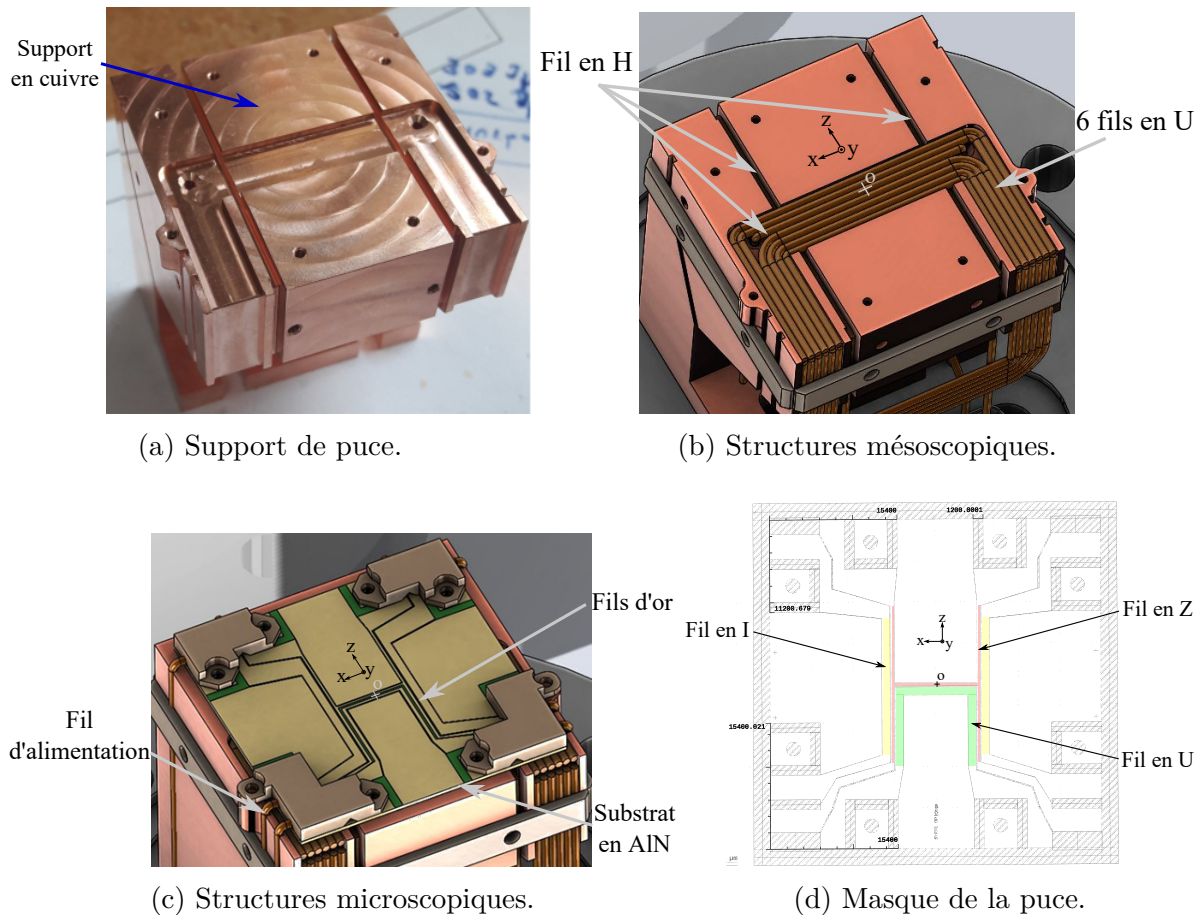


FIGURE IV.2 – Structures de la puce.

Le support de puce est réalisé en cuivre (IV.2) afin d'avoir une conductivité thermique élevée. Ce support permettra d'évacuer la chaleur produite par les différentes structures lorsqu'elles seront parcourues par le courant de plusieurs ampères car l'ensemble sera placé sous vide. Des taquets fixés sur les côtés du support maintiennent en place les fils d'alimentation des différentes structures. Le support sera fixé à une bride CF 63 disposant de 50 broches pour y brancher les fils d'alimentation du piège sur puce et du piège

mésoscopique. La puce quant à elle est composée d'un substrat de nitrure d'aluminium (AlN) de $600 \mu\text{m}$ d'épaisseur.

IV.2.1 Structures microscopiques

La première puce à atomes dispose de trois géométries de fils (représentées figure IV.3a). Ce sont des fils d'or rectangulaires de $5 \mu\text{m}$ d'épaisseur déposés sur le substrat d'AlN :

- un fil en U de $800 \mu\text{m}$ de large qui sera utilisé lors de la phase de PMO ;
- un fil en Z de $300 \mu\text{m}$ de large, qui est en fait un H encadrant le fil en U, permettant de générer un piège en Z de deux orientations différentes suivant les ports d'entrée-sortie que nous choisissons ;
- deux fils en I, des fils droits de $800 \mu\text{m}$ de large, positionnés de part et d'autre des deux premières géométries.

Cette puce est conçue pour fonctionner seule, sans structure mésoscopique. Mais nous pouvons tout de même utiliser la structure mésoscopique dans les première étapes afin de piéger davantage d'atomes. La structure en U mésoscopique pourra être utilisée en même temps que le fil en U microscopique lors de l'étape de PMO. La structure en Z sera utilisée lors de l'étape initiale de piégeage magnétique en même temps que le H mésoscopique. Elle sera ensuite utilisée seule lors de l'étape finale de piégeage magnétique afin d'obtenir un piégeage plus confinant. Les fils en I seront utilisés pour augmenter le confinement transverse.

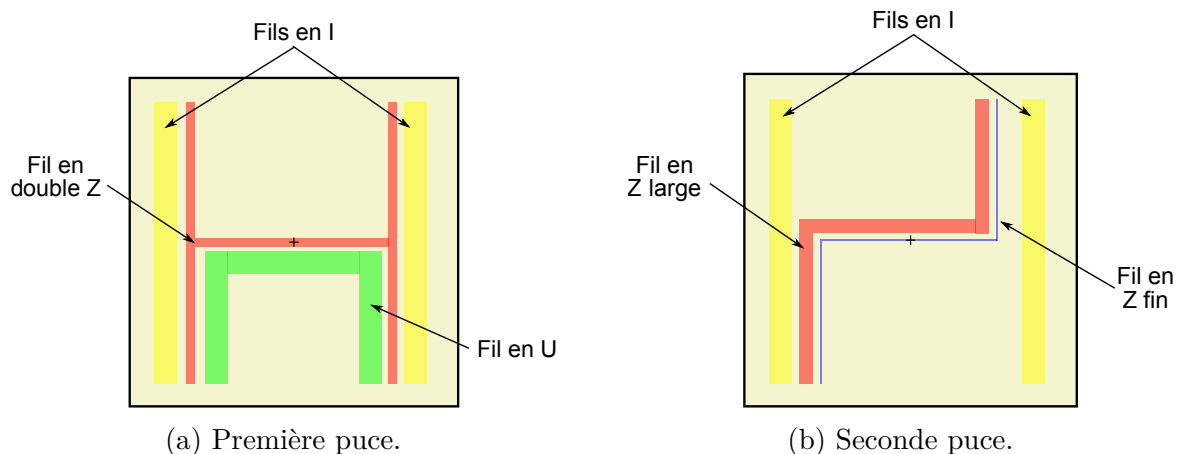


FIGURE IV.3 – Schéma des deux puces.

La seconde puce, celle que nous voulons réaliser, possède deux géométries de fils différents (représentées figure IV.3b). Ce sont aussi des fils d'or rectangulaires de $5 \mu\text{m}$ d'épaisseur.

- un fil en Z de $500 \mu\text{m}$ de large qui sera utilisé lors de la première phase de piégeage magnétique ;

- un fil en Z de $50\ \mu\text{m}$ de large, qui sera utilisé lors de la dernière phase de piégeage magnétique ;
- deux fils en I, des fils droits de $800\ \mu\text{m}$ de large, positionnés de part et d'autre des deux premières géométries.

IV.2.2 Structures mésoscopiques

Les structures mésoscopiques sont faites de fils de cuivre vernis de $1,5\ \text{mm}$ de diamètre placés derrière la puce. Ils sont logés dans le support de la puce (représenté figure IV.2). Deux géométries sont prévues :

- un fil en U effectuant six passages. Cet agencement équivaut à l'utilisation d'un seul fil plus large et dans lequel nous ferions passer six fois plus de courant ;
- un fil en H. La barre horizontale du H est située au milieu des barres horizontales du U. Les barres verticales sont situées à l'extérieur du U.

Lors de l'étape de PMO, la structure en U sera utilisée pour générer le gradient de champ magnétique. La structure en H sera utilisée lors de la première étape de piégeage magnétique, le piégeage avec le H étant plus confinant que celui du U. Durant ces étapes les structures microscopiques de la puce seront également mises à contribution.

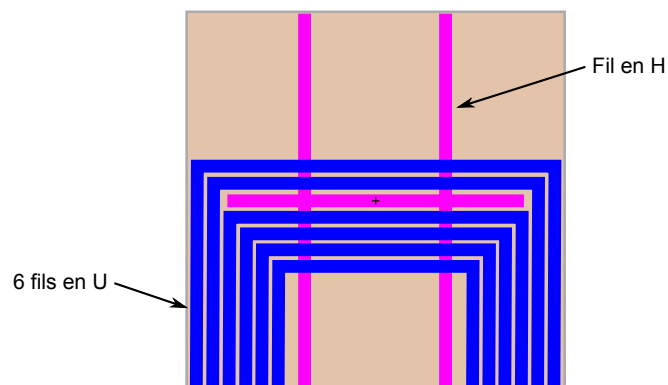


FIGURE IV.4 – Schéma des fils mésoscopiques.

IV.3 Calculs de champ magnétique

Pour simuler les pièges magnétostatiques utilisés j'ai écrit un programme en Python (annexe C). Ce programme permet de calculer le champ, les gradients et courbures produits par les différents fils et bobines en chaque point de l'espace à trois dimensions.

Voici les formules physiques que j'ai utilisées pour calculer les champs magnétiques. Elles dépendent des approximations dans lesquels nous allons nous placer :

- les bobines rectangulaires dont les fils seront considérés infiniment fins mais de longueur finie ;
- les bobines circulaires avec des fils infiniment fins ;
- les fils de la puce de longueur finie pour lesquels nous tiendrons compte de l'épaisseur.

Dans le cas des bobines nous devons calculer le champ sur l'axe mais aussi hors d'axe. Leurs fils seront considérés comme infiniment fins car la distance entre les bobines et le centre du piège est très grande devant la largeur des fils. Dans le cas des fils de la puce, pour les fils microscopiques et mésoscopiques, nous devons tenir compte de l'épaisseur des fils car la distance entre le centre du piège et les fils est du même ordre de grandeur que la largeur des fils.

IV.3.1 Fil fin fini

Pour le champ des bobines rectangulaires je suis parti du champ généré par un fil de longueur finie et infiniment fin (voir figure IV.5). Placé dans un repère cylindrique (r, θ, z) le fil de longueur l et orienté selon z est parcouru par un courant I génère un champ magnétique B en un point p situé à une distance r :

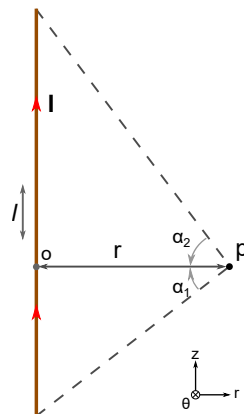


FIGURE IV.5 – Fil fini.

$$\begin{aligned}
 \vec{B}(z, r) &= \frac{\mu_0 \cdot I}{4\pi \cdot r} (\sin(\alpha_1) - \sin(\alpha_2)) \\
 &= \frac{\mu_0 \cdot I}{4\pi \cdot r} \left(\frac{l/2 - z}{\sqrt{(l/2 - z)^2 + r^2}} + \frac{l/2 + z}{\sqrt{(l/2 + z)^2 + r^2}} \right) \cdot \vec{u}_\theta
 \end{aligned} \tag{IV.1}$$

IV.3.2 Spire rectangulaire

Une spire rectangulaire est composée de quatre fils fins finis (dessiné figure IV.6). En additionnant les champs magnétiques des quatre fils et en se plaçant dans un repère cartésien (x, y, z) avec l'aire de la spire orientée suivant l'axe z le champ total généré par une spire de côtés a, b s'écrit :

$$\left\{ \begin{aligned}
 B_x(x, y, z) &= \frac{\mu_0 \cdot I}{4\pi} \cdot \left(\frac{z}{(a/2+x)^2+z^2} \cdot \left(\frac{b/2-y}{\sqrt{(a/2+x)^2+(b/2-y)^2+z^2}} + \frac{b/2+y}{\sqrt{(a/2+x)^2+(b/2+y)^2+z^2}} \right) \right. \\
 &\quad \left. - \frac{z}{(a/2-x)^2+z^2} \cdot \left(\frac{b/2-y}{\sqrt{(a/2-x)^2+(b/2-y)^2+z^2}} + \frac{b/2+y}{\sqrt{(a/2-x)^2+(b/2+y)^2+z^2}} \right) \right) \\
 B_y(x, y, z) &= \frac{\mu_0 \cdot I}{4\pi} \cdot \left(\frac{z}{(b/2+y)^2+z^2} \cdot \left(\frac{a/2-x}{\sqrt{(a/2-x)^2+(b/2+y)^2+z^2}} + \frac{a/2+x}{\sqrt{(a/2+x)^2+(b/2+y)^2+z^2}} \right) \right. \\
 &\quad \left. - \frac{z}{(b/2-y)^2+z^2} \cdot \left(\frac{a/2-x}{\sqrt{(a/2-x)^2+(b/2-y)^2+z^2}} + \frac{a/2+x}{\sqrt{(a/2+x)^2+(b/2-y)^2+z^2}} \right) \right) \\
 B_z(x, y, z) &= \frac{\mu_0 \cdot I}{4\pi} \cdot \left(\frac{z}{(a/2+x)^2+z^2} \cdot \left(\frac{b/2-y}{\sqrt{(a/2+x)^2+(b/2-y)^2+z^2}} + \frac{b/2+y}{\sqrt{(a/2+x)^2+(b/2+y)^2+z^2}} \right) \right. \\
 &\quad + \frac{z}{(a/2-x)^2+z^2} \cdot \left(\frac{b/2-y}{\sqrt{(a/2-x)^2+(b/2-y)^2+z^2}} + \frac{b/2+y}{\sqrt{(a/2-x)^2+(b/2+y)^2+z^2}} \right) \\
 &\quad + \frac{z}{(b/2+y)^2+z^2} \cdot \left(\frac{a/2-x}{\sqrt{(a/2-x)^2+(b/2+y)^2+z^2}} + \frac{a/2+x}{\sqrt{(a/2+x)^2+(b/2+y)^2+z^2}} \right) \\
 &\quad \left. + \frac{z}{(b/2-y)^2+z^2} \cdot \left(\frac{a/2-x}{\sqrt{(a/2-x)^2+(b/2-y)^2+z^2}} + \frac{a/2+x}{\sqrt{(a/2+x)^2+(b/2-y)^2+z^2}} \right) \right)
 \end{aligned} \right. \tag{IV.2}$$

Nous pouvons remarquer que sur l'axe des bobines, pour $x = 0$ et $y = 0$, les champs magnétiques sur les composantes x et y deviennent nulles. Le champ magnétique est alors uniquement orienté suivant l'axe des spires z :

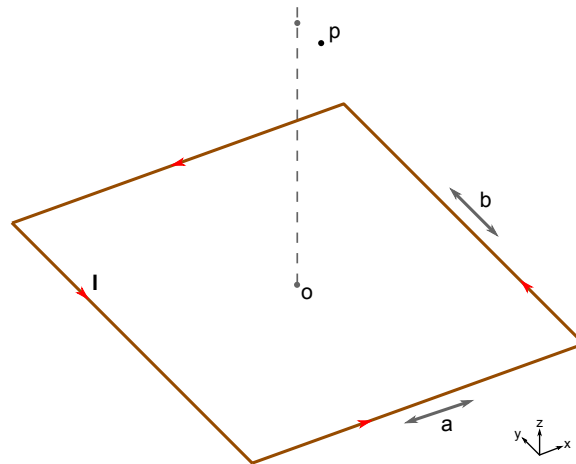


FIGURE IV.6 – Spire rectangulaire.

$$\begin{cases} B_x(0, 0, z) = 0 \\ B_y(0, 0, z) = 0 \\ B_z(0, 0, z) = \frac{\mu_0 \cdot I}{2\pi} \cdot \frac{z}{\sqrt{(a/2)^2 + (b/2)^2 + z^2}} \left(\frac{b}{(a/2)^2 + z^2} + \frac{a}{(b/2)^2 + z^2} \right) \end{cases} \quad (\text{IV.3})$$

Les bobines sont constituées d'un assemblage de spire. Pour calculer le champ créé par une bobine il faut donc additionner le champ de chaque spire en incrémentant la taille (selon les axes x et y) et la position (selon l'axe z) de chaque spire d'un facteur d , le diamètre des fils.

IV.3.3 Spire circulaire

Pour les bobines circulaires, j'ai utilisé la formule de calcul du champ magnétique pour une spire circulaire d'un fil fin fini. Le champ magnétique généré par une spire (représentée figure IV.7) peut s'écrire en utilisant les intégrales elliptiques complètes :

$$K(k) = \int_0^{\pi/2} \frac{1}{\sqrt{1 - k^2 \cdot \sin^2(\theta)}} d\theta \simeq \frac{\pi}{2} \cdot \frac{3k^4 - 44k^2 + 64}{9k^4 - 60k^2 + 64} \quad (\text{IV.4})$$

$$E(k) = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1 - k^2 \cdot \sin^2(\theta)} d\theta \simeq \frac{\pi}{2} \cdot \left(1 - \frac{k^2}{4} \cdot \frac{k^4 - 28k^2 + 64}{4k^4 - 40k^2 + 64} \right) \quad (\text{IV.5})$$

K est l'intégrale elliptique complète de première espèce, E est l'intégrale elliptique complète de deuxième espèce et k^2 le paramètre qui vaut :

$$k^2 = \frac{4R.r}{(R+r)^2 + z^2} \quad (\text{IV.6})$$

où R est le rayon de la spire dont l'axe est orientée selon l'axe z et r la distance à l'axe z avec $r = \sqrt{x^2 + y^2}$. Le champ magnétique s'écrit alors :

$$\begin{cases} B_x(x, y, z) = \frac{\mu_0 \cdot I}{2\pi} \cdot \frac{z \cdot x / r^2}{\sqrt{(R+r)^2 + z^2}} \cdot \left(-K(k) + \frac{R^2 + r^2 + z^2}{(R-r)^2 + z^2} \cdot E(k) \right) \\ B_y(x, y, z) = \frac{\mu_0 \cdot I}{2\pi} \cdot \frac{z \cdot y / r^2}{\sqrt{(R+r)^2 + z^2}} \cdot \left(-K(k) + \frac{R^2 + r^2 + z^2}{(R-r)^2 + z^2} \cdot E(k) \right) \\ B_z(x, y, z) = \frac{\mu_0 \cdot I}{2\pi} \cdot \frac{1}{\sqrt{(R+r)^2 + z^2}} \cdot \left(K(k) + \frac{R^2 - r^2 - z^2}{(R-r)^2 + z^2} \cdot E(k) \right) \end{cases} \quad (\text{IV.7})$$

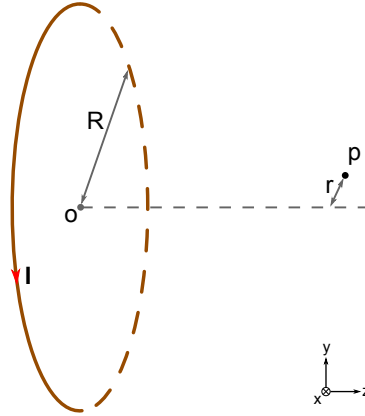


FIGURE IV.7 – Spire circulaire.

Nous pouvons noter que dans le cas où $r = 0$ nous avons $k = 0$ et les intégrales elliptiques complètes deviennent : $K(0) = E(0) = \frac{\pi}{2}$. Ce qui nous ramène à l'expression bien connue du champ magnétique sur l'axe de la bobine :

$$\begin{cases} B_x(0, 0, z) = 0 \\ B_y(0, 0, z) = 0 \\ B_z(0, 0, z) = \frac{\mu_0 \cdot I}{2} \cdot \frac{R^2}{(R^2 + z^2)^{3/2}} \end{cases} \quad (\text{IV.8})$$

IV.3.4 Fil épais fini

Pour la puce, les atomes seront piégés très près des fils, nous devons tenir compte de leurs dimensions pour calculer le champ magnétique. Pour un fil rectangulaire (représenté figure IV.8) de dimension $x_1 \leq x \leq x_2$, $y_1 \leq y \leq y_2$, $z_1 \leq z \leq z_2$ parcouru par une densité de courant j , le champ magnétique peut s'écrire en intégrant la loi de Biot et Savart [98] :

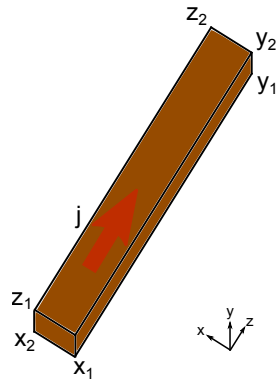


FIGURE IV.8 – Fil épais.

$$\begin{cases} B_x(x, y, z) &= -\frac{\mu_0 \cdot j}{4\pi} \cdot \sum_{k,l,m=1}^2 (-1)^{k+l+m} f(z - z_m, x - x_k, y - y_l) \\ B_y(x, y, z) &= \frac{\mu_0 \cdot j}{4\pi} \cdot \sum_{k,l,m=1}^2 (-1)^{k+l+m} f(z - z_m, y - y_l, x - x_k) \\ B_z(x, y, z) &= 0 \end{cases} \quad (\text{IV.9})$$

où la fonction f s'écrit :

$$f(x, y, z) = z \cdot \arctan\left(\frac{x \cdot y}{z \cdot \rho}\right) - x \cdot \ln(y + \rho) - y \cdot \ln(x + \rho) \quad (\text{IV.10})$$

avec $\rho = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$. Ce qui donne en développant l'équation IV.9 :

$$\begin{cases} B_x(x, y, z) = -\frac{\mu_0 \cdot j}{4\pi} \cdot (& -f(z - z_1, x - x_1, y - y_1) + f(z - z_1, x - x_1, y - y_2) \\ & + f(z - z_1, x - x_2, y - y_1) - f(z - z_1, x - x_2, y - y_2) \\ & + f(z - z_2, x - x_1, y - y_1) - f(z - z_2, x - x_1, y - y_2) \\ & - f(z - z_2, x - x_2, y - y_1) + f(z - z_2, x - x_2, y - y_2)) \\ B_y(x, y, z) = \frac{\mu_0 \cdot j}{4\pi} \cdot (& -f(z - z_1, y - y_1, x - x_1) + f(z - z_1, y - y_1, x - x_2) \\ & + f(z - z_1, y - y_2, x - x_1) - f(z - z_1, y - y_2, x - x_2) \\ & + f(z - z_2, y - y_1, x - x_1) - f(z - z_2, y - y_1, x - x_2) \\ & - f(z - z_2, y - y_2, x - x_1) + f(z - z_2, y - y_2, x - x_2)) \\ B_z(x, y, z) &= 0 \end{cases} \quad (\text{IV.11})$$

Les champs générés par les bobines et les fils sont ensuite additionnés suivant la configuration étudiée.

IV.4 Simulation des champs magnétiques

Le piégeage sur puce, comme expliqué dans la sous-section I.3.1, nécessite un champ magnétique homogène. Pour cela, nous allons utiliser les deux paires de bobines rectangulaires positionnées perpendiculairement l'une par rapport à l'autre et à 45° de l'axe vertical. Nous voulons générer un champ magnétique parallèlement à la surface de la puce suivant l'axe z . Pour des raisons d'encombrement les bobines de chaque paire ne mesurent pas la même taille, elle ne possèdent donc pas le même nombre de tours de fil et le courant dans chaque paire sera différent : $I_2/I_1 = 1.39$. La puce atomique est orientée verticalement et positionnée à 5 mm de l'axe de chute des atomes, qui passe par le centre de la chambre principale. Nous utilisons le repère (O, x, y, z) , où O est situé sur l'axe de chute des atomes et au même niveau que le fil horizontal du z de la puce et du H mésoscopique (voir la figure IV.9).

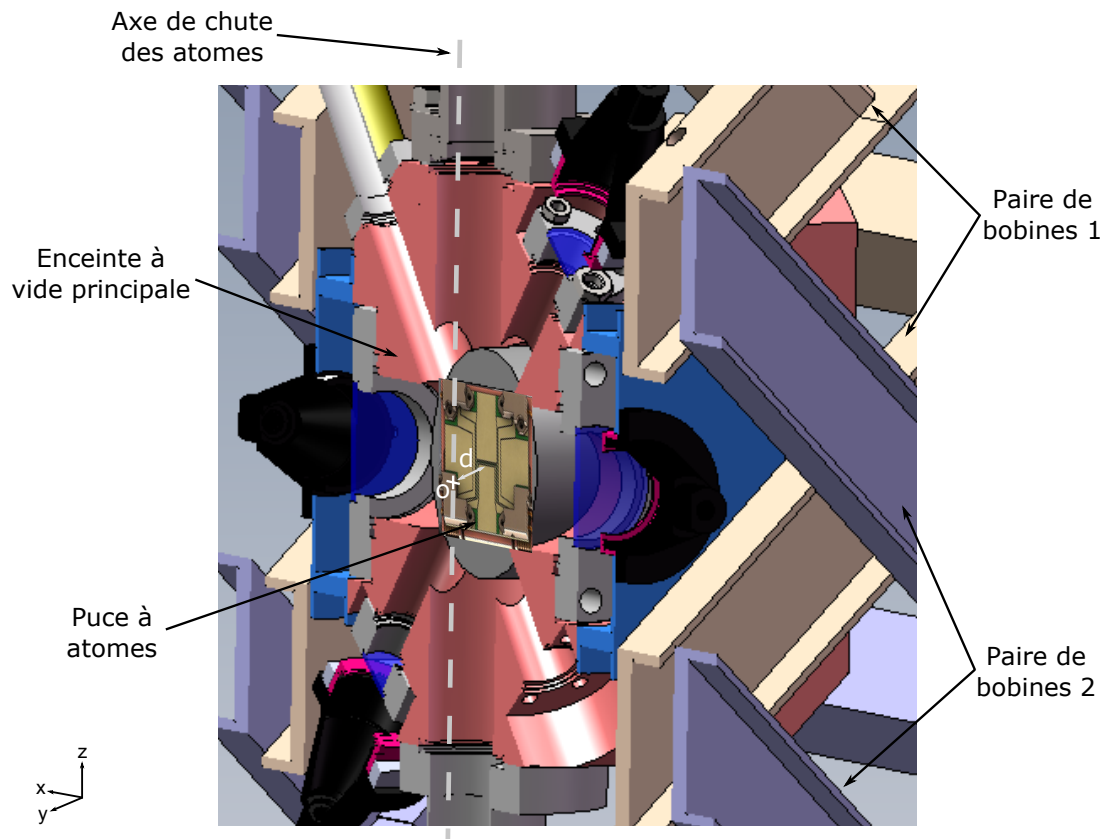


FIGURE IV.9 – Vue en coupe suivant le plan (x, z) de la chambre principale avec la puce placée sous vide. La puce est orientée verticalement et positionnée à une distance $d = 5$ mm de l'axe de chute des atomes.

IV.4.1 Séquence sur la première puce

Pour la première puce la séquence de piégeage et refroidissement se décompose comme suit :

- 1 le piège magnéto-optique sur puce ;
- 2 la piège magnéto-optique compressé ;
- 3 le piège magnétique initial ;
- 4 le piège magnétique final ;
- 5 le refroidissement évaporatif.

Je vais maintenant détailler chacune de ces étapes et analyser le champ magnétique obtenu pour chacune d'entre elles.

Piège magnéto-optique sur puce

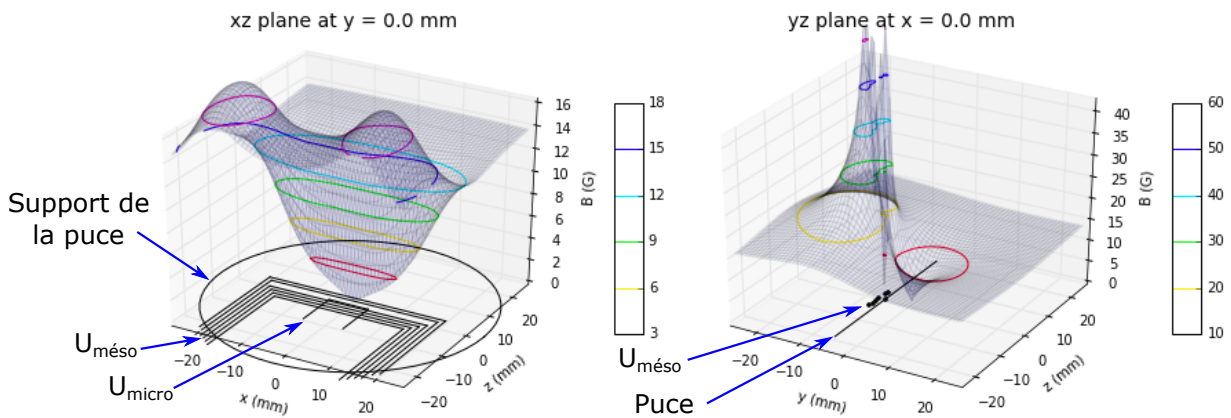


FIGURE IV.10 – Champ magnétique du piège magnéto-optique sur deux dimensions. Représentation du champ magnétique généré par les fils en U mésoscopique et microscopique. Sur la figure de gauche le champ sur le plan de la puce (x, z) pour $y = 0$. Sur la figure de droite le champ sur le plan (y, z) pour $x = 0$.

Le piège magnéto-optique sur puce utilise les quatre faisceaux lasers de refroidissement, comme pour le PMOm-3D décrit dans la sous-section II.4.2, et les fils en U pour générer le gradient de champ magnétique. Nous voulons générer un piège au centre de la chambre disposant d'un gradient suffisant, de l'ordre de 20 G/cm. Pour cela, nous alimentons les bobines avec des courants $I_{B1} = 540$ mA et $I_{B2} = 750$ mA, ce qui donne un champ homogène $B_0 = 14$ G suivant la direction z . Le U mésoscopique est quand à lui alimenté avec un courant de 9,5 A et le U microscopique avec un courant de 3 A. Le gradient résultant sera alors de 20 G/cm dans les directions y et z et de 2 G/cm dans la direction x . Le champ magnétique en fonction des différents axes est représenté sur les figures IV.10 et IV.11.

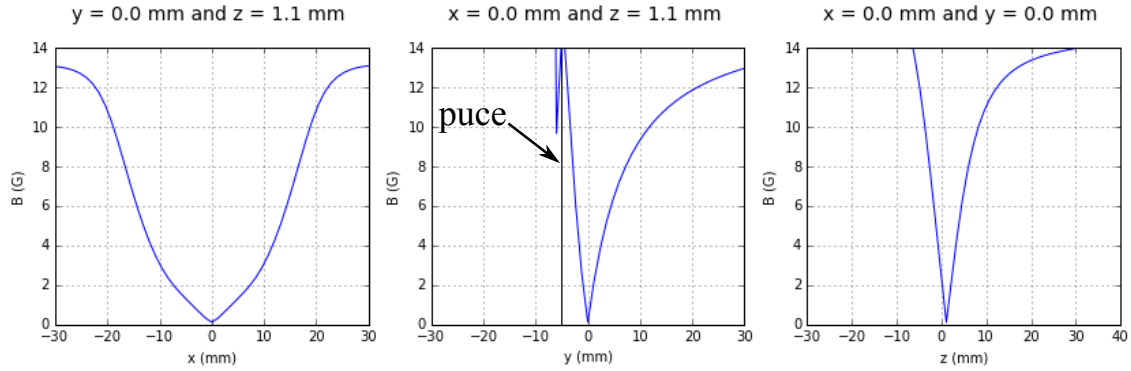


FIGURE IV.11 – Champ magnétique du piège magnéto-optique sur une dimension. Représentation à une dimension selon toutes les directions en partant du point d'origine $O = 0; 0; 1, 1$.

Nous observons que le gradient magnétique suivant l'axe x est moins confinant que sur les axes y et z , et que le champ magnétique atteint une valeur nulle à son minimum.

Piège magnéto-optique comprimé

L'étape suivante est le PMO comprimé [99], qui permet d'augmenter la densité atomique, et d'atteindre des températures plus basses. Pour cela il faut augmenter le désaccord des faisceaux lasers et diminuer la puissance du repompeur, de manière à diminuer le taux de photons diffusés. Il faut aussi diminuer le gradient magnétique du piège. Pour cela, le courant dans les bobines et le courant dans les fils en U sont divisés par deux ($B_0 = 7$ G, $I_{U\text{més}} = 4,75$ A et $I_{U\text{micro}} = 1,5$ A), ce qui va diviser par deux le gradient de champ magnétique, tout en gardant le piège au centre de la chambre.

Après cette étape le piège est déplacé à 4 mm de la surface de la puce pour être transféré sur les fils en Z et H. Pour cela, le courant du U microscopique est coupé et celui dans le U mésoscopique est baissé à 2,6 A (voir figure IV.12).

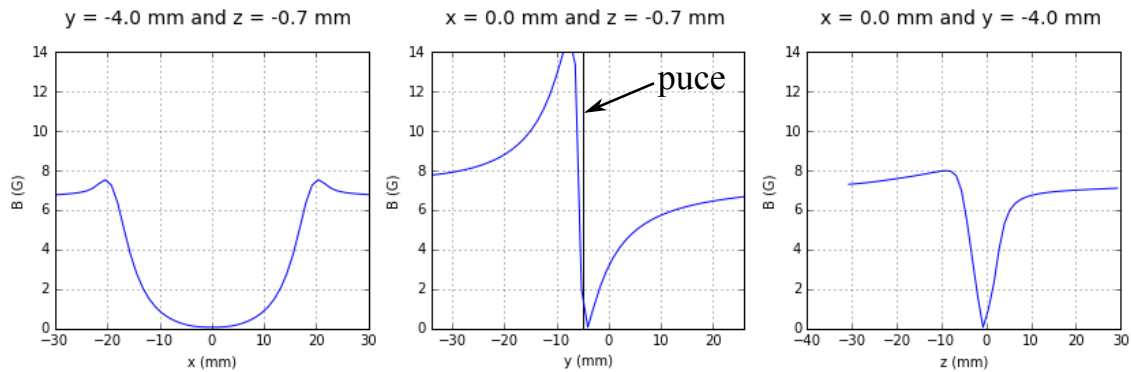


FIGURE IV.12 – Champ magnétique du piège magnéto-optique comprimé sur une dimension. Représentation à une dimension selon toutes les directions en partant du point d'origine $O = 0; -4, 0; -0, 7$.

Piège magnétique initial

Pour l'étape de piégeage magnétique, le champ magnétique homogène repasse à 14 G, les faisceaux lasers de refroidissement sont coupés et le piège est transféré sur les fils H mésoscopiques et Z microscopiques. Ce qui donne une configuration de piège magnétique de type Ioffe-Pritchard avec un champ minimum non-nul.

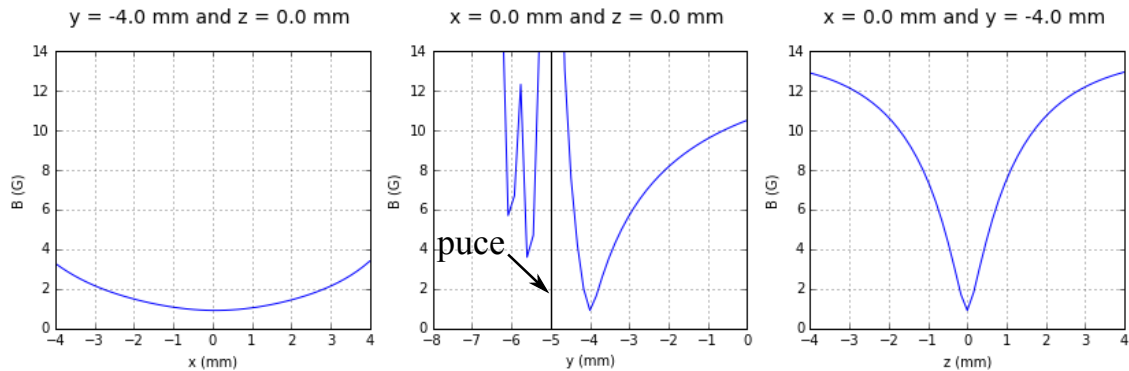


FIGURE IV.13 – Champ magnétique du piège magnétique initial sur une dimension. Représentation à une dimension selon toutes les directions en partant du point d'origine $O = 0; -4; 0$.

Le centre du piège sera toujours à 4 mm du centre (voir la figure IV.13) et le gradient sera de 0,2 G/cm sur l'axe des x , de 5 G/cm sur l'axe des y et de 6 G/cm sur l'axe des z . Le minimum du champ magnétique aura une valeur de 1 G.

Piège magnétique final

Lors du piège magnétique final seul le Z microscopique de la puce est utilisé, le H est coupé. La structure en Z étant plus fine le piégeage sera alors plus confinant (représenté sur la figure IV.14), le gradient sera de 7 G/cm sur l'axe x , 300 G/cm sur les axes y et z .

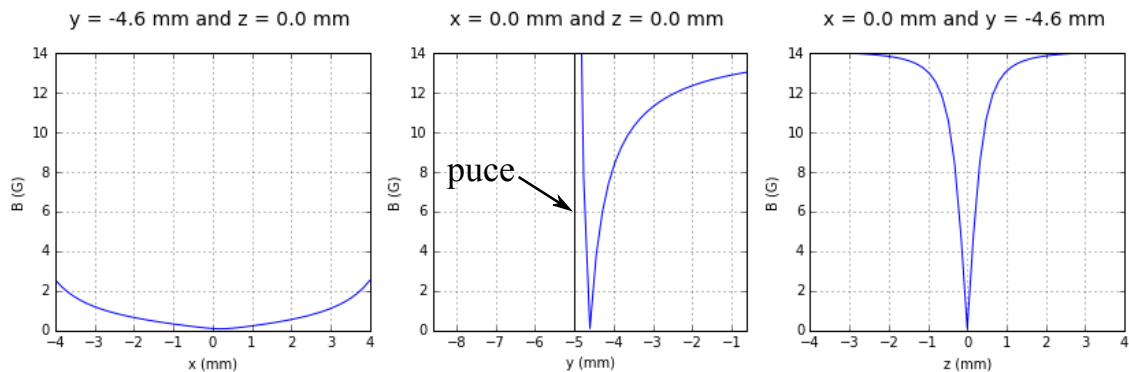


FIGURE IV.14 – Champ magnétique du piège magnétique final sur une dimension. Représentation à une dimension selon toutes les directions en partant du point d'origine $O = 0; -4,6; 0$.

Les fréquences de piégeage seront de 4 Hz sur l'axe x , 115 Hz sur les axes y et 70 Hz sur l'axe z .

Refroidissement évaporatif

Pour le refroidissement évaporatif, nous laisserons les atomes dans le piège magnétique final, la structure en Z, et générerons la radio-fréquence (I.3.1) à l'aide des fils en U.

L'ensemble de la séquence de piégeage peut être résumé sous le tableau IV.1 :

Fils utilisés	I (A)	B_0 (G)	Position (mm)			∇B (G/mm)			Fréquence (Hz)		
			x	y	z	∂B_x	∂B_y	∂B_z	f_x	f_y	f_z
$U_{més0}$ & U_{micro}	9,5 & 3	14	0	0	1,1	0,2	2	2	/	/	/
$U_{més0}$ & U_{micro}	4,75 & 1,75	7	0	0	1,1	0,2	2,2	2,1	/	/	/
$H_{més0}$ & Z_{micro}	9,5 & 3	14	0	-4	0	0,02	0,5	0,6	5	40	22
Z_{micro} & I_{micro}	3 & 3	14	0	-4,6	0	0,7	30	30	4	115	70

TABLE IV.1 – Séquence de piégeage magnétique de la première puce. Position et gradient magnétique du piège suivant la structure utilisée et le courant circulant dans les structures.

IV.4.2 Séquence sur la seconde puce

Je vais maintenant reproduire les mêmes calculs mais pour les différentes étapes de la prochaine puce. Ces étapes sont :

- 1 le piège magnéto-optique sur puce ;
- 2 la piège magnéto-optique compressé ;
- 3 le piège magnétique initial ;
- 4 le piège magnétique secondaire ;
- 5 le piège magnétique final ;
- 6 le refroidissement évaporatif.

Cette séquence est proche de celle pour la première puce. La distinction se fait sur les structures microscopiques qui contiennent deux fils en Z de largeurs différentes, à la place d'un U et d'un Z pour la première puce. Nous n'utiliserons pas de U microscopique, nous utiliserons seulement le U mésoscopique. Le second Z sera plus fin que le premier et permettra un piégeage plus confinant que sur la première puce.

Piège magnéto-optique sur puce

Sur la seconde puce, le gradient de champ magnétique pour le PMO sera généré uniquement par le U mésoscopique. Comme pour la première puce nous utilisons un champ homogène $B_0 = 14$ G suivant l'axe des z , le courant dans les fils du U mésoscopique est

de 9,9 A. Ce qui donne un gradient magnétique de 2 G/cm sur l'axe x , 19 G/cm sur l'axe y et 20 G/cm sur l'axe z (voir figure IV.15).

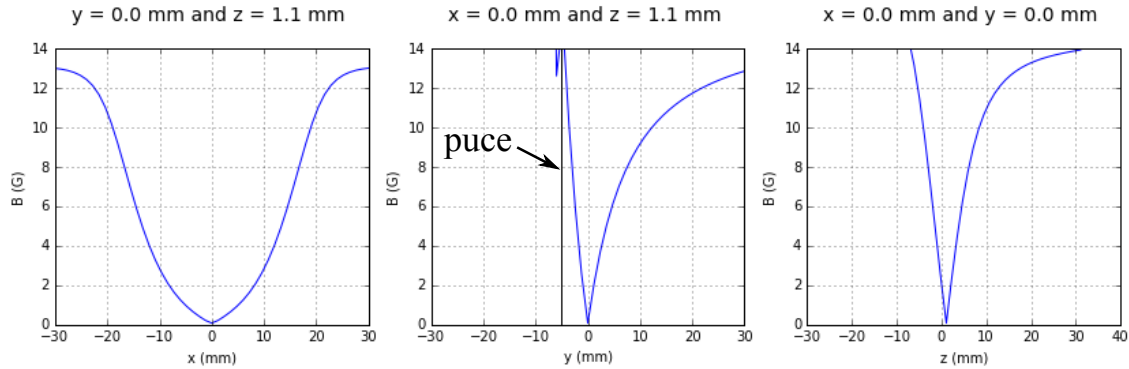


FIGURE IV.15 – Champ magnétique du piège magnéto-optique sur une dimension. Représentation à une dimension selon toutes les directions en partant du point d'origine $O = 0; 0; 1$.

Nous remarquons que le courant nécessaire dans le U est légèrement plus élevé que celui avec la première puce (9,9 A contre 9,5 A) car elle possédait en plus un U microscopique.

Piège magnéto-optique comprimé

Pour le PMO comprimé, comme avec la première puce, le désaccord du laser de refroidissement est augmenté, la puissance du laser repompeur diminué et les courants des bobines et des fils en U sont divisés par deux, $B_0 = 7$ G et $I_{U_{més0}} = 4,95$ A. Ce qui donne des champs magnétiques et des gradients de champ deux fois plus faibles, avec la position du piège toujours au centre de la chambre.

Pour faire la transition avec l'étape suivante à la fin de cette étape le piège est amené à 1 mm de la surface, pour cela le courant dans le U est passé à 2,55 A (figure IV.16).

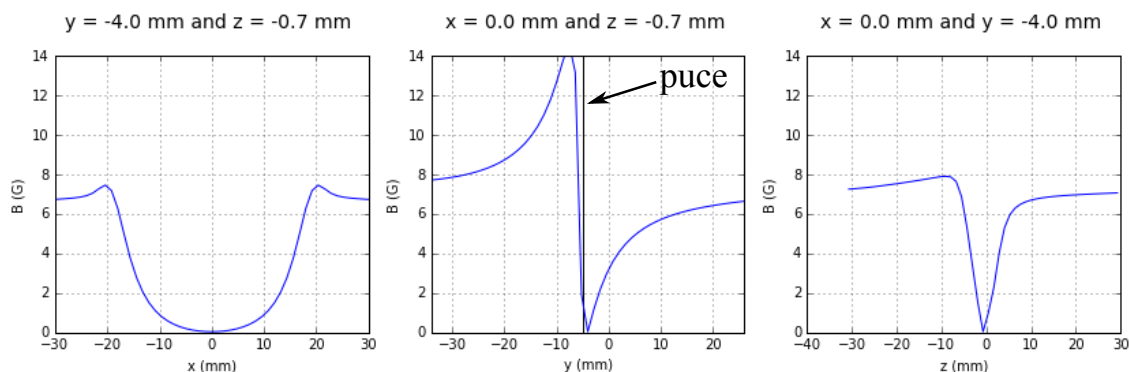


FIGURE IV.16 – Champ magnétique du piège magnéto-optique comprimé sur une dimension. Représentation à une dimension selon toutes les directions en partant du point d'origine $O = 0; -4, 0; -0, 7$.

Piège magnétique initial

Le champ magnétique homogène repasse à 14 G, les faisceaux lasers de refroidissement sont coupés et le piège est transféré sur les structures en H mésoscopique et le premier Z microscopique (le plus large). Ce qui donne un piège magnétique de type Ioffe-Pritchard. Le courant dans les fils en H est de 10 A et celui dans le premier fil en Z est de 3 A. Le centre du piège est toujours situé à 1 mm de la surface de la puce. Le gradient du champ est alors de 4 G/cm sur l'axe x et 75 G/cm sur les axes y et z (voir la figure IV.17).

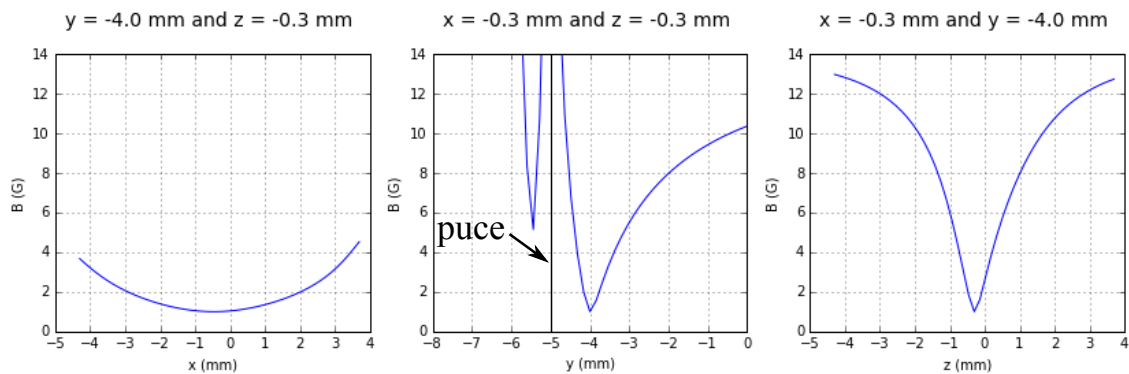


FIGURE IV.17 – Champ magnétique du piège magnétique initial sur une dimension. Représentation à une dimension selon toutes les directions en partant du point d'origine $O = -0,3; -4; -0,3$.

Piège magnétique secondaire

L'alimentation de la structure en H est ensuite coupée, pour que le piège soit seulement sur la première structure en Z. Afin de garantir un confinement sur l'axe des x suffisant, les structures en I seront alimentées par un courant de 3 A, tout comme celui dans le Z. Le centre du piège est alors positionné à 4,6 mm du centre de la chambre, c'est à dire 0,3 mm de la surface de la puce.

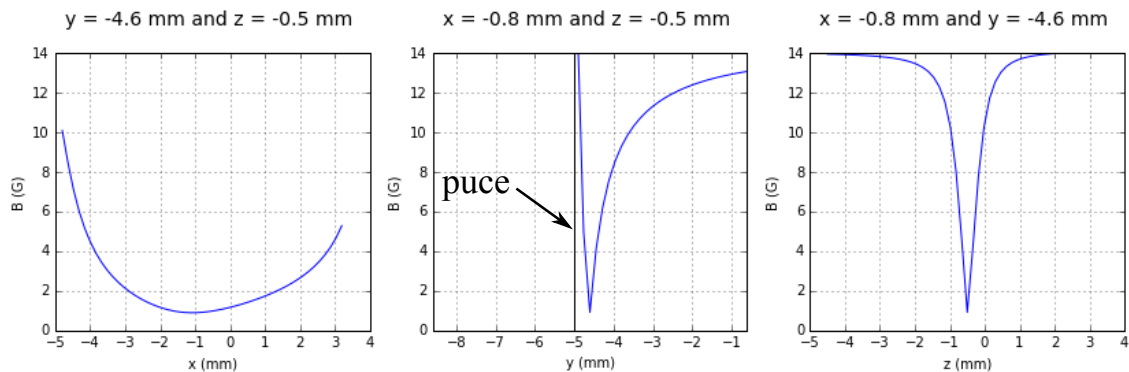


FIGURE IV.18 – Champ magnétique du piège magnétique initial sur une dimension. Représentation à une dimension selon toutes les directions en partant du point d'origine $O = -0,8; -4,7; -0,5$.

Le gradient magnétique est alors de 6 G/cm sur l'axe x , 280 G/cm sur l'axe y et 270 G/cm sur l'axe z (voir la figure IV.18). Les fréquences de captures sont alors de 17 Hz sur l'axe x , 500 Hz sur les axes y et z .

Piège magnétique final

Le piège magnétique final est transféré sur la deuxième structure en Z (la plus fine) en gardant alimentées les structure en I. Le champ magnétique homogène est doublé, $B_0 = 24$ G, afin d'augmenter le confinement. Les courants dans les deux structures sont de 3 A. Le piège est situé à 0,2 mm de la surface de la puce. Le gradient magnétique est alors de 30 G/cm sur l'axe x , de 1300 G/cm sur l'axe y et 1150 G/cm sur l'axe z (voir la figure IV.19).

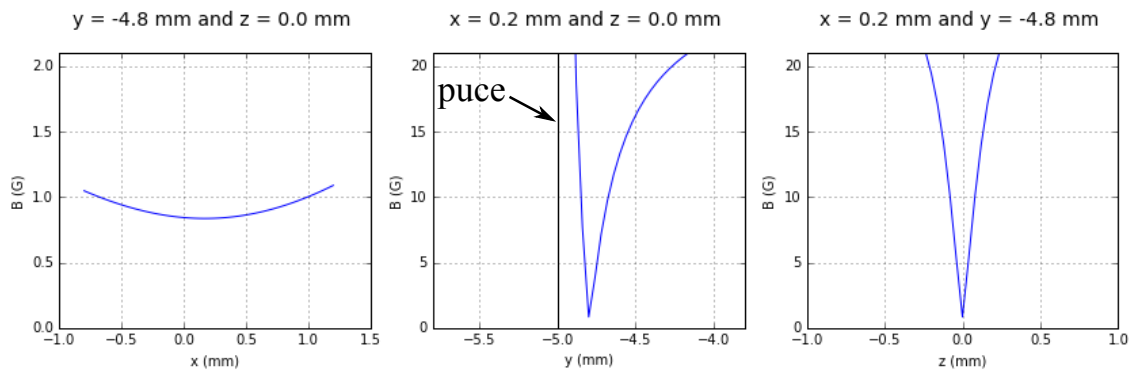


FIGURE IV.19 – Champ magnétique du piège magnétique final sur une dimension. Représentation à une dimension selon toutes les directions en partant du point d'origine $O = 0, 2; -4, 8; 0$.

Les fréquences de piégeage seront de 6 Hz sur l'axe x , 400 Hz sur l'axe y et 220 Hz sur l'axe z .

Refroidissement évaporatif

Pour le refroidissement évaporatif nous laisserons les atomes dans le piège magnétique final, la structure en Z fine, et générerons la radio-fréquence (I.3.1) à l'aide du fil en U mésoscopique.

L'ensemble de cette séquence de piégeage peut être résumé sous le tableau IV.2 :

IV.4. SIMULATION DES CHAMPS MAGNÉTIQUES

Fils utilisés	I (A)	B_0 (G)	Position (mm)			∇B (G/mm)			Fréquence (Hz)		
			x	y	z	∂B_x	∂B_y	∂B_z	f_x	f_y	f_z
$U_{més0}$	9,9	14	0	0	1,1	0,2	1,9	2	/	/	/
$U_{més0}$	4,95	7	0	0	1,1	0,2	3,3	3,3	/	/	/
$H_{més0}$ & Z_{micro1}	10 & 3	14	-0,3	-4	-0,3	0,4	7,5	7,5	5	82	80
Z_{micro1} & I_{micro}	3 & 3	14	-0,8	-4,6	-0,5	0,6	28	27	14	100	65
Z_{micro2} & I_{micro}	3 & 3	28	0,2	-4,8	0	0,3	130	115	6	400	220

TABLE IV.2 – Séquence de piégeage magnétique de la seconde puce. Position et gradient magnétique du piège suivant la structure utilisée et le courant circulant dans les structures.

Nous pouvons donc conclure sur l'utilisation des différentes structures. Premièrement, l'utilisation d'un U mésoscopique nous permet de nous affranchir d'un U microscopique, en l'échange d'un courant plus élevé, ce qui libère de l'espace sur la puce pour d'autres structures. Deuxièmement, l'utilisation de fils plus fins permet d'atteindre des profondeurs de piège plus importantes, et des fréquences de piégeage plus élevées, en augmentant le champ extérieur. Enfin, la géométrie des structures est importante, de petits volumes de piégeage nécessitent des fils rapprochés. Dans le cas contraire, la profondeur de piégeage transversale sera faible. Nous pouvons compenser cet effet en ajoutant d'autres structures (comme les fils en I) pour augmenter le confinement transverse.

Notre intérêt est donc d'utiliser des structures fines, mais aussi associées à des structures mésoscopiques afin de capturer un maximum d'atomes puis de les transférer sur les structures microscopiques.

IV.5 Réalisation de la puce

Si la fabrication de puces est un procédé connu, la réalisation avec les différents équipements à disposition nécessite l'utilisation de nombreuses méthodes différentes. Les puces peuvent être réalisées sur différents types de substrats (silicium, nitrure d'aluminium, ...) sur lesquels sont déposés des fils d'or. Pour créer les motifs de dépôt des fils, nous utilisons des masques qui sont réalisés par une société extérieure. La fabrication se fait en plusieurs étapes, qu'il faut optimiser les unes après les autres pour disposer d'un procédé de fabrication fiable :

- 1 l'enduction de la résine ;
- 2 la lithographie du schéma de la puce sur la résine ;
- 3 la déposition des fils d'or ;
- 4 la polymérisation de la sur-couche de résine ;
- 5 le dépôt de la couche miroir d'or.
- 6 la découpe du substrat

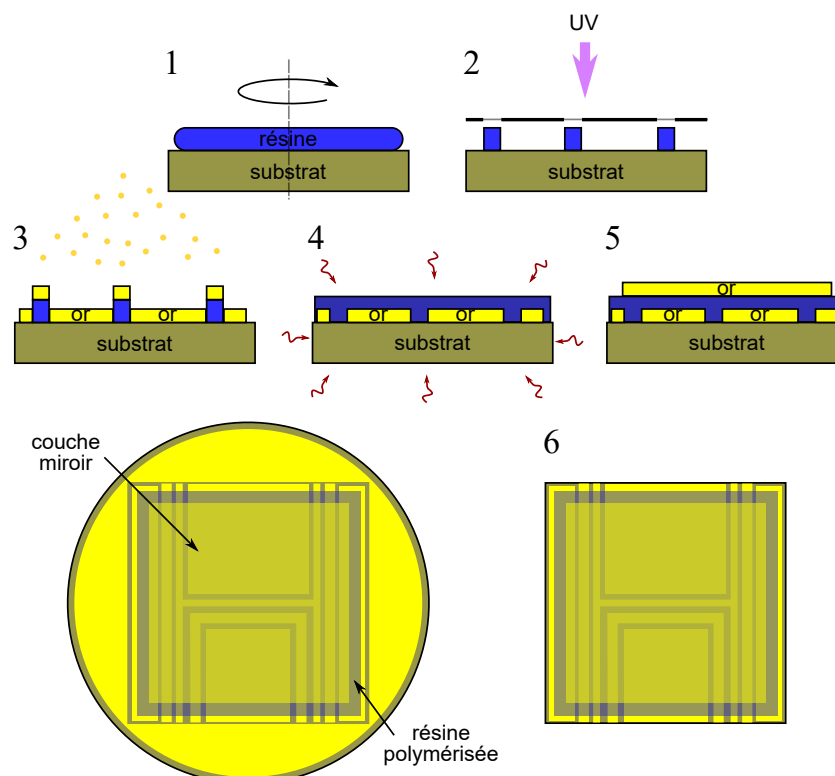


FIGURE IV.20 – Étapes de fabrication. Avec l'enduction ; la lithographie ultra-violet (UV) ; le dépôt d'or ; la polymérisation de la résine ; le dépôt de la couche miroir ; la découpe du substrat avec un traceur.

IV.5.1 Fabrication

Dans notre cas, nous avons utilisé des substrats d'AlN pour ses bonnes qualités de conduction thermique et d'isolation. Les masques pour la lithographie ont été conçus par un chercheur de l'équipe, Carlos Garrido Alzar, et réalisés par la société Compugraphics. Comme je l'ai expliqué plus tôt nous avons eu l'opportunité d'obtenir une puce où les trois premières étapes de fabrication avaient déjà été réalisées. Cette puce possède une géométrie différente de la puce que nous voulons réaliser, mais permettra de produire des atomes ultra-froids et de tester les techniques à mettre en place pour cela. J'ai donc d'une part optimisé les différentes étapes de fabrication, et d'autre part j'ai pu réaliser les trois dernières étapes (la polymérisation de la résine, le dépôt de la couche miroir et la découpe du substrat) sur la première puce. J'ai en outre vérifié l'absence de court-circuit des fils en mesurant leur résistance.

Enduction

La première étape est le dépôt d'une résine photosensible sur le substrat pour pouvoir y dessiner les motifs de la puce par photolithographie. En premier lieu il faut nettoyer le substrat, d'abord à l'eau dé-ionisée puis à l'acétone et enfin à l'isopropanol. Entre chaque nettoyage le substrat est séché à l'air sec. Le substrat est ensuite déshydraté sur une plaque chauffante, 5 mn à 110 °C, puis refroidi 5 mn à l'air ambiant avant d'être enduit de résine. Le procédé dépend du type de résine utilisée. Les résines positives deviennent solubles au révélateur lorsqu'elles sont exposées à la lumière. Les résines négatives deviennent insolubles au révélateur lorsqu'elles sont exposées à la lumière.

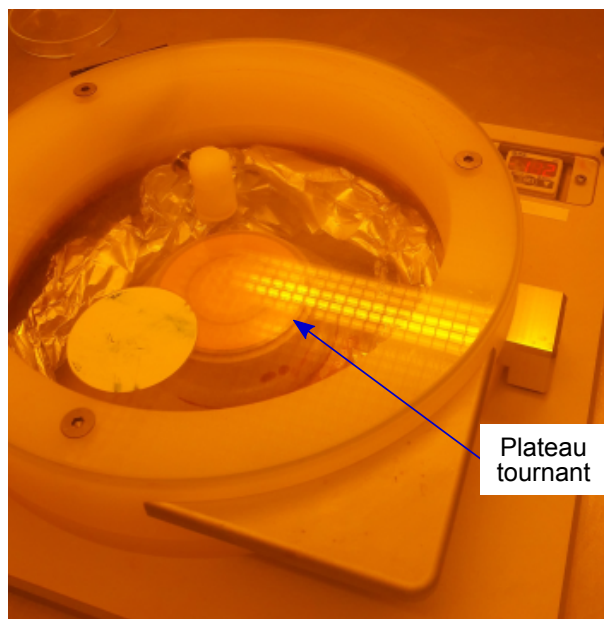


FIGURE IV.21 – Enduction centrifuge. Le substrat est placé sur un plateau tournant et maintenu par aspiration. Pour enduire le substrat d'une épaisseur de $7 \mu\text{m}$ avec de la résine AZ nLOF 2070 le plateau tournant doit entraîner le substrat à une vitesse de 3000 tr/mn.

L'application de résine positive sur un substrat d'AlN nécessite la pose préalable d'un primeur d'adhérence afin d'assurer un meilleur maintien. Pour la résine négative aucun primeur n'est nécessaire. La résine que j'ai utilisée est la résine négative AZ nLOF 2070. Une couche homogène est déposée sur l'ensemble du substrat par enduction centrifuge. Le substrat est posé et maintenu par aspiration sur un plateau tournant (figure IV.21). La vitesse de rotation est choisie pour obtenir l'épaisseur voulue. Dans notre cas pour obtenir une épaisseur de $7\ \mu\text{m}$ le plateau doit tourner à une vitesse de 3000 tr/mn. Après l'enduction le substrat est placé sur une plaque chauffante, 7 mn à $110\ ^\circ\text{C}$, de manière à déshydrater le substrat et la résine, puis refroidi à l'air ambiant.

Lithographie

Une fois la résine répartie sur l'ensemble du substrat, les parties prévues pour rester sont insolées par un rayonnement UV. Pour cela, le masque comportant le schéma de la puce est aligné au-dessus du substrat à l'aide d'un appareil de cadrage. Le masque est ensuite mis en contact avec le substrat et la lampe UV est allumée. L'intensité et la durée de l'insolation sont ajustées pour garantir la réaction photochimique sur toute l'épaisseur de la résine. Le substrat est ensuite plongé dans un développeur pour retirer les parties non-insolées, de l'AZ 826 MIF réparti dans deux bac à raison de 1 mn 30 s par bac.

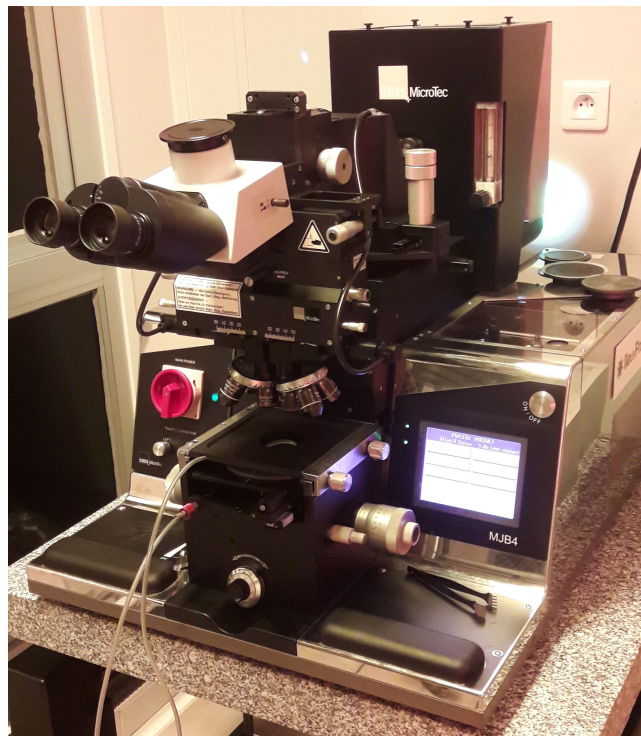


FIGURE IV.22 – Insolation. La résine est insolée à l'aide d'une lampe UV.

Déposition

Une fois les motifs dessinés dans la résine nous pouvons y déposer les fils d'or. Pour cela nous disposons de deux méthodes :

Évaporation Une première méthode est l'évaporation, elle consiste à vaporiser de l'or sur la surface du substrat. Pour ce faire, le substrat est placé dans une machine à évaporation. C'est un appareil qui dispose d'une enceinte à vide dans laquelle est placé un support pour fixer la puce ainsi que deux creusets reliés à des fils. En faisant passer un courant dans ces fils les creusets vont chauffer, faire fondre le métal placé à l'intérieur et le vaporiser sur la puce positionnée au-dessus (voir la figure IV.23). Un fil de tungstène est placé dans chaque creuset pour éviter que le creuset fonde après que toute la matière à l'intérieur soit évaporée. Pour que l'or adhère bien au substrat l'un des creusets est chargé avec du titane. Ce creuset est chauffé en premier de sorte qu'une fine couche de titane (30 nm) se dépose sur le substrat en premier. Le creuset contenant l'or est ensuite chauffé. Un creuset peut contenir assez de matière pour déposer 600 nm d'or sur la surface du substrat.

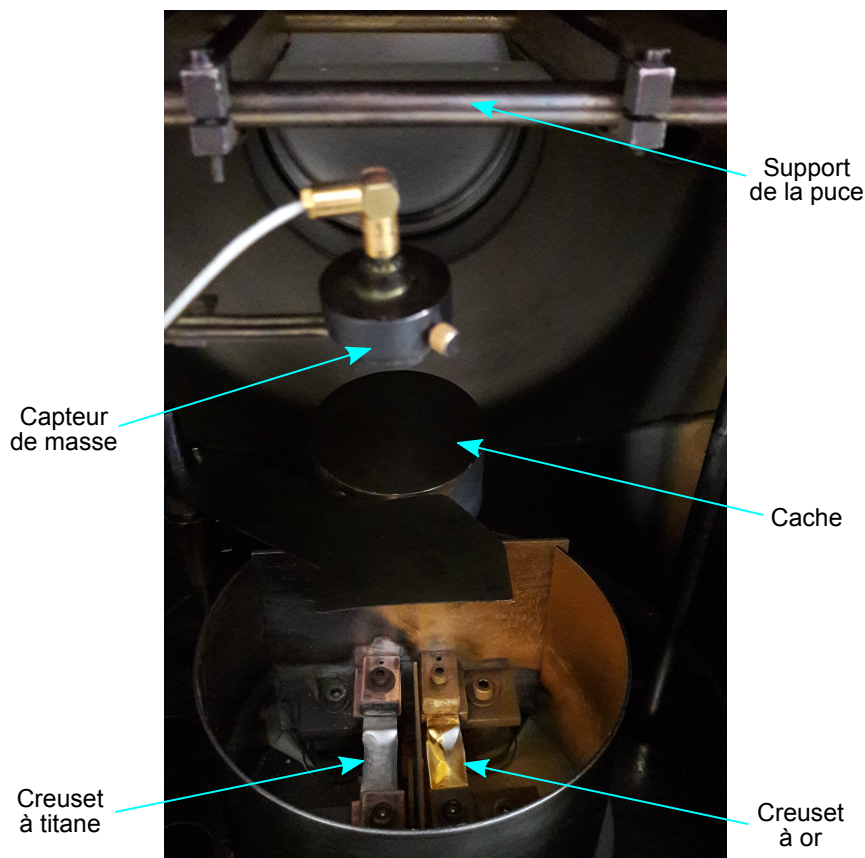


FIGURE IV.23 – Évaporation. Le métal à déposer est placé dans un creuset. Le creuset est chauffé en y faisant passer un courant. Sous l'augmentation de la température le métal va alors s'évaporer et aller se déposer sur le substrat maintenu au-dessus des creusets.

Pour obtenir des couches plus épaisses ($\geq 1 \mu\text{m}$) il est nécessaire de recharger les creusets d'or plusieurs fois et donc de remettre l'enceinte à l'air ambiant et ensuite rétablir le vide, ce qui nécessite plusieurs heures. Après la première évaporation les deux creusets, peuvent être remplis d'or, ce qui permet de déposer des couches de $1,2 \mu\text{m}$. Il faut cependant noter qu'en utilisant les deux creusets les fils déposés présenteront des stries sur la hauteur, car les creusets sont placés à des positions différentes (voir la figure

IV.23) si bien que l'angle d'arrivée sur le substrat des particules évaporées est différent pour chaque creuset. La machine à évaporation est munie d'un cache entre le creuset et le support du substrat pour contrôler le déclenchement et l'arrêt de la déposition, ainsi que d'un capteur de masse à quartz pour estimer l'épaisseur déposée.

Électrodéposition L'électrodéposition consiste à plonger le substrat dans un bain ionique (voir la figure IV.24) et à faire croître les métaux par électrolyse. Pour cela, deux substrats sont placés contre deux électrodes qui sont plongées dans une solution ionique, le passage d'un courant continu dans ces électrodes va attirer les ions et les faire croître sur les électrodes. Pour amorcer la croissance le substrat doit d'abord être recouvert d'une couche d'or, nous utilisons alors la technique précédente, l'évaporation, pour déposer une première couche. Afin d'avoir un dépôt plus homogène sur le substrat un agitateur mécanique est placé dans le bain et le substrat est placé sur un support rotatif. L'électrodéposition confère l'avantage d'une croissance rapide et uniforme. Ce procédé est plus rapide que l'évaporation mais nécessite l'ajustement fin de davantage de paramètres. C'est une méthode qui est en cours de caractérisation.

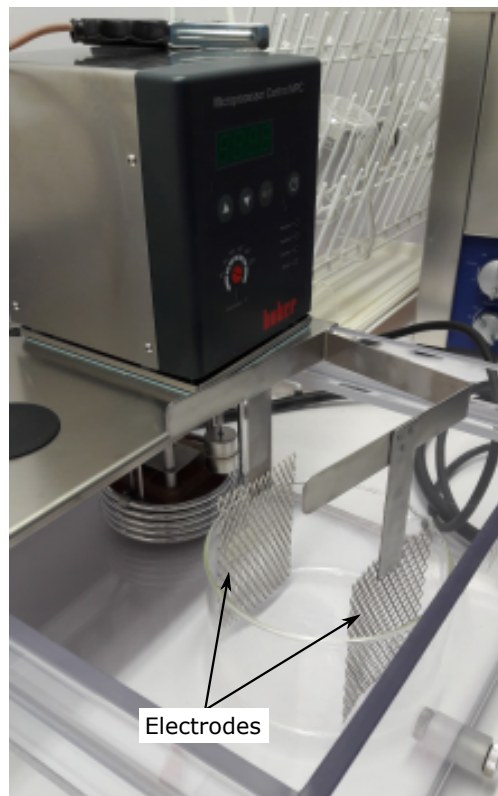
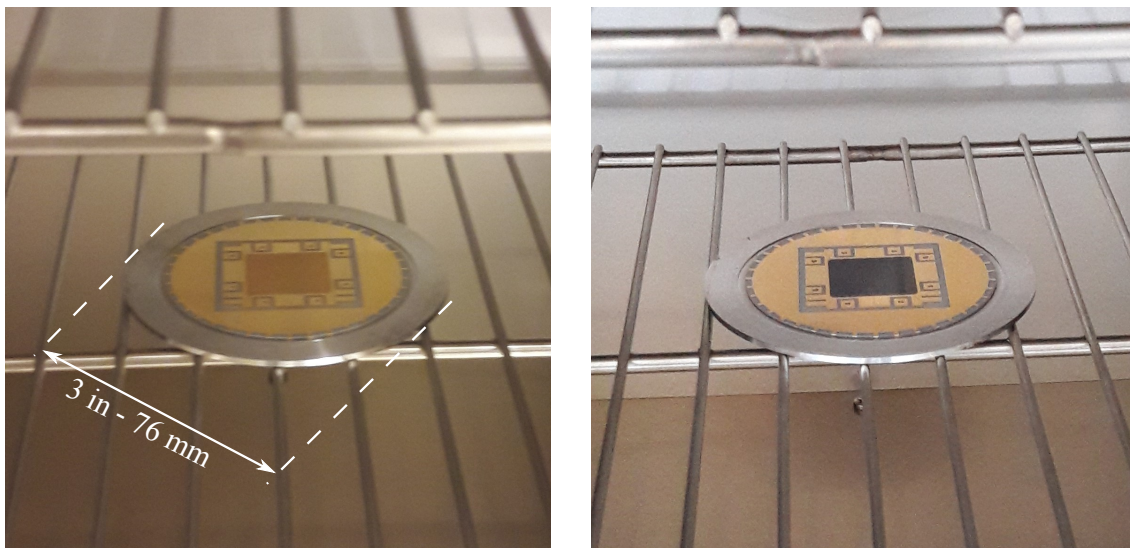


FIGURE IV.24 – Électrodéposition. Les substrats sont fixés à deux électrodes plongées dans une solution ionique. En faisant passer du courant dans les électrodes l'or va croître sur le substrat par électrolyse.

Après avoir déposé les couches d'or nous devons retirer la résine restante. Pour cela, nous plongeons le substrat, enduit de résine et recouvert d'or, dans un bain de solvant (NI 555) durant 3 h. Ce qui a pour effet de retirer la résine située entre les fils.

Polymérisation

Une fois les fils déposés et la résine entre les fils retirée nous allons recouvrir l'ensemble d'une nouvelle couche de résine pour protéger les fils d'or. Pour cela, nous déposons de nouveau la résine photosensible AZ nLOF 2070 sur l'ensemble du substrat par le procédé d'enduction centrifuge. La résine est ensuite insolée en utilisant un masque carré pour ne faire réagir que la résine au centre du substrat. Le substrat est ensuite plongé dans le développeur AZ 826 MIF. La résine est alors insolée une seconde fois (sans le masque) avec un temps d'exposition plus long pour la durcir. La dernière partie consiste à polymériser la résine en élevant sa température. Le substrat est placé dans un four capable d'effectuer des rampes de température. La température est augmentée jusqu'à 250 °C suivant une rampe montante de 3 h, elle est ensuite maintenue à 250 °C pendant 3 h puis redescend à température ambiante suivant une rampe descendante de 3 h. Lorsque la résine est polymérisée sa couleur devient plus sombre (voir la figure IV.25). Si la rampe est suffisamment lente, la résine polymérisée n'est pas craquelée.



(a) Résine avant la cuisson.

(b) Résine après la cuisson.

FIGURE IV.25 – Polymérisation de la résine. Le substrat est placé dans un four afin de cuire la résine. La température est élevée à 250 °C suivant une rampe de 3 h, maintenue 3 h à 250 °C puis redescendue à température ambiante suivant une rampe de 3 h.

Couche miroir

Comme la puce doit aussi servir de miroir pour les étapes de PMOm-3D, le centre de la puce est recouvert d'or afin de réaliser une couche réfléchive. Cette zone est comprise à l'intérieur de la zone de résine polymérisée pour ne pas court-circuiter les fils de la puce. Cette couche réfléchive est réalisée par évaporation. Comme dans l'étape de déposition par évaporation des fils, une fine couche de titane est préalablement déposée.

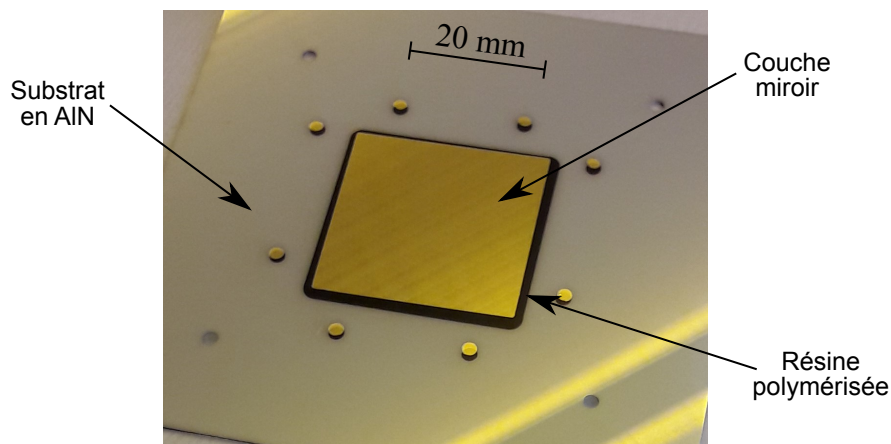
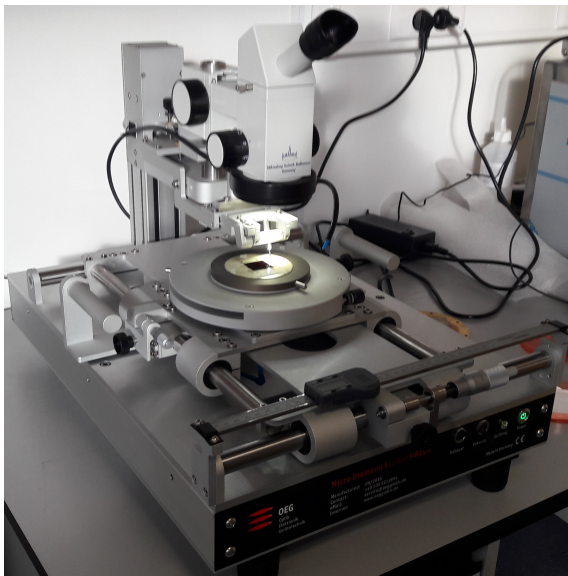


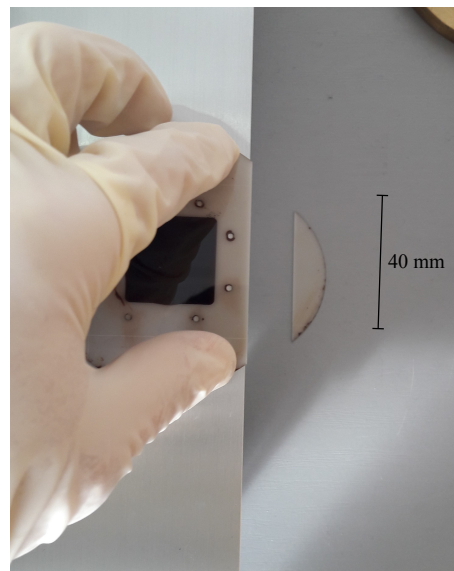
FIGURE IV.26 – Couche miroir. Test du dépôt d'une couche miroir sur un substrat en nitrure d'aluminium contenant une couche de résine polymérisée.

Découpe du substrat

Le substrat est livré sous forme circulaire de diamètre 3 pouces, soit 7,62 cm, et d'épaisseur 600 μm . Des trous y sont perforés pour insérer des vis afin de le maintenir sur son support. Après que toutes les étapes précédentes sont effectuées, la puce est découpée en utilisant un traceur à pointe de diamant (figure IV.27a). Pour cela il faut effectuer plusieurs passages avec la pointe de diamant sur l'endroit à découper de manière à incruster une ligne dans le substrat. Il faut ensuite placer la ligne de découpe sur un bord solide et appuyer sur la partie à découper (figure IV.27b).



(a) Traceur à pointe de diamant.



(b) Test de casse du substrat.

FIGURE IV.27 – Découpe du substrat. Nous utilisons un traceur à pointe de diamant pour graver une ligne à l'endroit où l'on veut effectuer la découpe. Il faut ensuite appuyer sur la partie à découper en plaçant la ligne gravée sur un bord solide.

IV.5.2 Finalisation

Les étapes suivantes sont la vérification du bon fonctionnement de la puce et de son assemblage.

Caractérisation physique de la puce

Nous testons d'abord la conduction électrique à l'aide d'un ohmmètre. Sur la première puce nous avons mesuré une résistance de $0,5 \Omega$ entre les bornes du fil en U, une résistance de $0,4 \Omega$ entre les bornes de chaque fil en I et une résistance de $0,7 \Omega$ ou $0,9 \Omega$ sur le fil en double Z (suivant que nous utilisons les bornes diamétralement opposées ou côte à côte). La résistance est infinie entre le fil en U et les autres fils, mais elle est de $20,9 \Omega$ entre un I et le double Z et de $4,3 \Omega$ entre l'autre I et le double Z, ce qui indique que les fils en I et le fil en double Z se touchent. Cela ne va pas nous empêcher d'utiliser les autres structures, qui elles possèdent des résistances correctes, et de générer des atomes ultra-froids, mais cela limitera le confinement transverse.

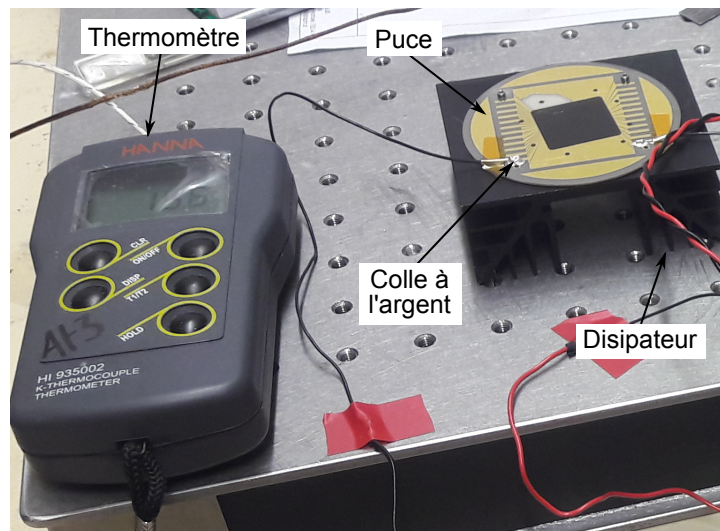


FIGURE IV.28 – Température de la puce. La puce est maintenue sur un dissipateur thermique, un courant allant jusqu'à 3 A est appliqué dans les fils de la puce et sa température est mesurée à l'aide d'une sonde.

Nous avons ensuite testé la variation de température de la puce en fonction du courant appliqué. Pour cela nous avons maintenu la puce sur un dissipateur thermique, avec de la pâte entre les deux pour assurer la conduction thermique. Les fils d'alimentation sont maintenus sur les connectiques de la puce par de la colle à l'argent, qui assure une bonne conduction électrique (voir figure IV.28). La température est mesurée à l'aide d'une thermistance que posons contre la puce, au centre de la résine polymérisée. Nous avons mesuré une température de $19 \text{ }^\circ\text{C}$ pour un courant de 1 A passé dans les fils, de $25 \text{ }^\circ\text{C}$ pour un courant de 2 A et de $45 \text{ }^\circ\text{C}$ pour un courant de 3 A, qui est le courant maximum que nous utiliserons dans les fils de la puce. Lors de cette caractérisation la résine n'a pas craquelé, ce qui valide le processus de polymérisation de la résine. Nous devons cependant tenir

compte du fait que nous avons réalisé les mesures à l'air libre. Lorsque nous utiliserons la puce dans l'expérience, elle sera placée dans la chambre principale sous vide, il n'y aura alors plus la convection thermique de l'air ambiant pour la refroidir.

Assemblage de la puce

Finalement la puce est montée sur son support en cuivre. Pour cela les fils mésoscopiques sont préalablement positionnés dans leurs empreintes dans le support. Les fils d'alimentation de la puce sont aussi positionnés sur le support. Ces deux types de fils sont maintenus contre le support à l'aide de taquets en aluminium. Le support en cuivre est fixé sur la bride CF 63 en titane et les fils d'alimentation sont branchés à un connecteur Sub-D 25 amagnétique traversant la bride. La puce est ensuite placée sur le support, elle est maintenue contre ce dernier par des taquets en thermoplastique PEEK qui sont conçues pour positionner et écraser les fils d'alimentation contre les zones de contact des structures microscopiques de la puce (voir figure IV.29). Deux feuilles d'indium sont placées entre la puce et le support en cuivre, de sorte à assurer un bon contact thermique. Avant la mise sous vide nous avons vérifié que toutes les connections électriques étaient bien fonctionnelles.

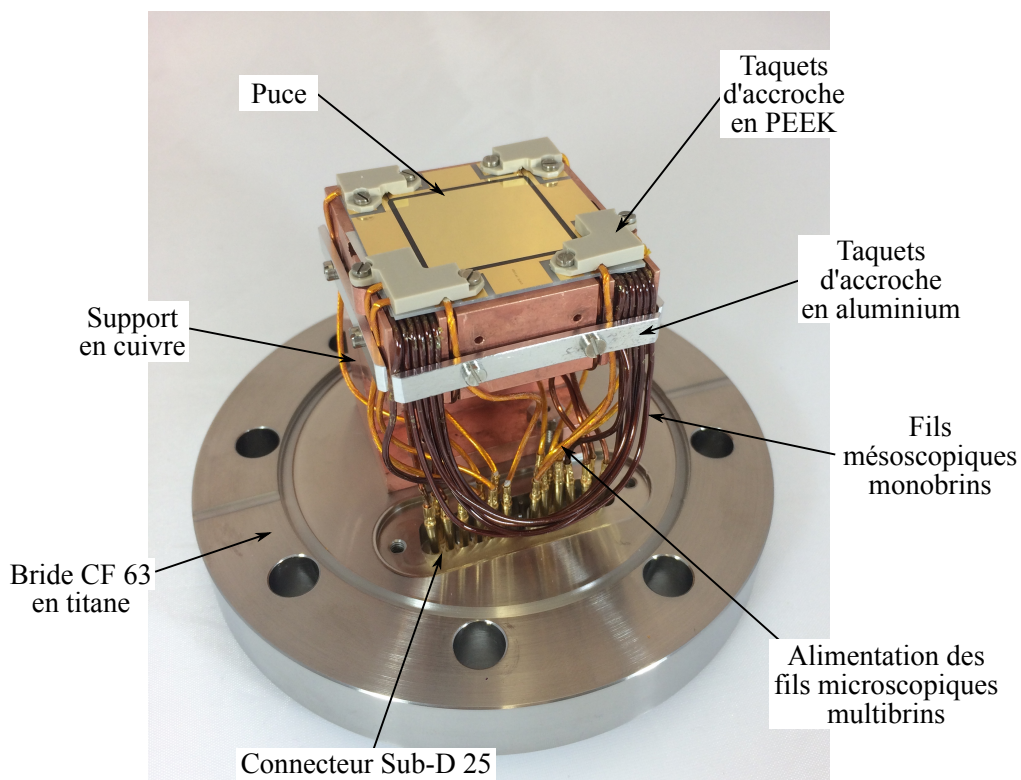


FIGURE IV.29 – Installation de la puce. La puce est maintenue sur un support en cuivre qui est fixé sur une bride CF 63. Les fils d'alimentation sont maintenus contre le support et la puce grâce à des taquets et branchés sur les broches d'un connecteur soudé sur la bride.

IV.6 Conclusion

Pour utiliser une puce à atomes dans notre expérience, j'ai d'abord écrit un programme pour simuler les différents type de pièges que nous pourrions réaliser avec nos puces. Ce qui a permis de concevoir les bobines et de déterminer l'intensité à leur appliquer. Cela m'a aussi permis de définir la séquence du piège de la première puce et de dessiner la seconde. Avec la première puce, nous générerons un gradient magnétique de 20 G/cm lors du PMOm-3D et une fréquence de piégeage de 115 Hz lors du piège magnétique final. Avec la seconde puce, nous générerons aussi un gradient de magnétique de 20 G/cm lors du PMOm-3D, mais la fréquence de piégeage lors du piège magnétique final sera de 400 Hz. Sur la seconde puce, le piégeage sera donc plus confinant.

J'ai, de plus, mis en place une procédure de fabrication de puces à atomes et caractérisé les différentes étapes. Le procédé comporte l'enduction de la résine sur le substrat en AlN, la lithographie UV, le dépôt des fils d'or par évaporation ou électrodéposition, la polymérisation de la résine, le dépôt de la couche d'or miroir et finalement la découpe du substrat. J'ai aussi effectué un caractérisation physique de la puce. J'ai mesuré que la résistance électrique des fils microscopiques est comprise entre 0,4 et 0,9 Ω . La température de la puce ne dépasse pas 45 °C lorsqu'elle est parcourue par un courant de 3 A.

La première puce à atomes est donc prête à être utilisée dans l'expérience. Cela permettra de générer des atomes ultra-froids (par refroidissement évaporatif) au sein d'un nuage plus compact. Un collimateur plus petit pourra être utilisé pour apporter les faisceaux d'interrogation et d'ascenseur. De cette manière, l'intensité des faisceaux d'ascenseur sera plus élevée, la profondeur du piège y sera plus importante et les atomes pourront donc être lancés plus haut. Le temps d'interrogation pourra alors être plus élevé, car le temps de chute libre sera plus long et le nuage d'atomes ultra-froids s'étendra moins. De plus, posséder une intensité plus élevée pour les faisceaux d'interrogation permettra d'utiliser des séparatrices multi-photoniques. C'est un aspect important car leur utilisation permettra d'augmenter la sensibilité de l'interféromètre, et donc la sensibilité d'extraction de phase différentielle. Utiliser des faisceaux de haute intensité pour générer des séparatrices multi-photoniques sur des atomes ultra-froids n'a encore jamais été effectué. La compacité d'un nuage d'atomes ultra-froids rend l'interféromètre très peu sensible aux fluctuations de phases spatiales des lasers.

CONCLUSION GÉNÉRALE

Dans ce manuscrit j'ai détaillé le montage et les premières caractérisations d'un nouveau gradiomètre de gravité atomique. Cette thèse comporte les premiers travaux effectués sur cette expérience. Dans cette conclusion, je vais récapituler rapidement les montages réalisés et les résultats obtenus. Puis, je discuterai des prochaines étapes du projet à court et moyen terme afin d'atteindre in fine les performances visées.

Vue d'ensemble

La première étape après la conception a été le montage des différentes parties de l'expérience. Une fois les premiers sous-systèmes assemblés, nous avons pu caractériser certains outils et obtenir des résultats de mesures gradiométriques.

Montage de l'expérience

L'expérience peut se découper en trois sous-ensembles distincts : la partie senseur atomique, comportant les ensembles ultra-vides et les bobines de champs magnétiques ; les parties laser ; la partie puce à atomes.

L'ensemble ultra-vide est constitué d'une enceinte principale dans laquelle les atomes froids sont préparés, d'un tube vertical positionné au-dessus de l'enceinte principale dans lequel les atomes sont lancés et d'une enceinte de détection placée sous l'enceinte principale où les états des atomes sont détectés par temps de vol. L'enceinte principale est entourée de 4 paires de bobines. L'une des paires est utilisée pour générer le gradient de champ magnétique utilisé lors du PMO-3D. Des bobines sont disposées le long de l'axe vertical de l'ensemble ultra-vide pour générer un champ de biais et lever la dégénérescence des sous-niveaux Zeeman.

Les faisceaux lasers que nous utilisons pour manipuler les atomes sont générés par deux bancs optiques. Le premier est un banc en espace libre, déjà en place avant le début de ma thèse, utilisé pour générer les faisceaux de refroidissement, d'interrogation Raman et de détection [84]. Ce banc est très accordable en fréquence et permet d'adresser toutes les transitions du rubidium 87. Le second est un banc fibré que j'ai entièrement élaboré et qui génère les faisceaux de l'ascenseur de Bloch. Ce banc permet en principe d'obtenir jusqu'à 3 W de puissance à 780 nm, j'y ai monté un système d'asservissement de phase avec une bande passante de 3,5 MHz.

J'ai élaboré un processus de fabrication de puce à atomes pour lequel chaque étape du processus a fait l'objet d'une optimisation rigoureuse. J'ai de plus eu l'opportunité d'obtenir une puce sur laquelle les premières étapes avaient été effectuées. J'ai alors eu à réaliser à l'Observatoire les dernières étapes de la fabrication pour que nous puissions disposer d'une puce fonctionnelle. J'ai ainsi pu caractériser certaines propriétés physiques de la puce et la préparer à son installation dans l'expérience.

Résultats

Les avancées du montage de l'expérience ont permis de valider certains des sous-systèmes que j'ai assemblés et en particulier de réaliser un interféromètre à atomes froids. Nous avons aussi pu tester deux méthodes d'extraction de phase différentielle, constituant le premier résultat de ce nouvel instrument.

Notre source d'atomes permet de refroidir quelques 10^9 atomes en 480 ms à $1,8 \mu\text{K}$. Nous avons réalisé des interrogations Raman $\pi/2 - \pi - \pi/2$ et obtenu un contraste de 26 % pour un temps d'interrogation $2T = 2$ ms sans plateforme anti-vibrations. En utilisant le banc laser fibré nous avons pu lancer une fraction significative des atomes (40 %) à l'aide d'un ascenseur de Bloch à une hauteur de 16 cm. Pendant la phase d'ascension de ce premier nuage, nous préparons un second nuage d'atomes. Nous avons enfin réalisé des interrogations simultanées sur les deux nuages et mesuré leurs phases interférométriques en utilisant la détection par temps de vol. Nous avons pu tester deux méthodes pour extraire la phase différentielle résultante. Toutes nécessitent de balayer simultanément la phase des deux interféromètres.

La première consiste à représenter la probabilité de transition d'un nuage en fonction de l'autre et à calculer les paramètres de l'ellipse ainsi obtenue. La sensibilité de mesure de cette méthode permet d'effectuer des relevés de phase différentielle efficaces, mais les valeurs sont biaisées lorsqu'elles s'éloignent de $\pi/2$ et elles ne fonctionnent pas pour les valeurs nulles ou égales à $\pi/2$. La seconde méthode, que nous avons proposée [93], consiste à représenter la probabilité de transition de chaque nuage en fonction d'une estimation de leur phase sismique et de calculer les paramètres des sinusoides ainsi obtenues. Cette méthode a l'intérêt de ne pas présenter en principe de biais de mesure et possède une sensibilité optimale pour une de phase différentielle nulle.

Notre interféromètre permet actuellement de mesurer des phases différentielles de 200 mrad/s, ce qui correspond à une sensibilité gradiométrique de 3500 E/paquet.

Perspectives

Les résultats obtenus lors de ma thèse nous ont permis de valider le bon fonctionnement de l'ensemble de l'expérience et de la méthode de mesure. Je vais évoquer les prochaines modifications qui vont avoir lieu sur l'expérience afin de lui donner sa configuration finale, ainsi que les nouveaux outils d'interférométrie qui seront utilisés.

Modification du montage expérimental

Les modifications qui vont être apportées au montage expérimental sont l'ajout de la deuxième enceinte principale, la fabrication de la puce que nous avons élaborée et le remplacement de la diode laser maître.

La seconde enceinte principale avec son PMO-2D est aujourd'hui prête à être installée. Son implémentation permettra de préparer les deux nuages d'atomes simultanément, ce qui raccourcira le temps de cycle. De plus, les nuages seront interrogés avec une différence d'altitude de 1 m, pour une même sensibilité de phase différentielle, nous aurons une sensibilité gradiométrique plus de six fois plus élevée. La deuxième enceinte sera installée avec un tube vertical au-dessus, de manière à lancer les deux nuages verticalement en mode fontaine. La première puce à atomes a récemment été câblée et est en pompage, elle sera installée dans la deuxième enceinte.

J'ai écrit un programme de calculs de champ magnétique qui m'a permis de concevoir une nouvelle puce qui possédera des fils plus fins que la puce actuelle, permettra un piégeage des atomes plus confinant et une meilleure efficacité de refroidissement évaporatif.

Concernant le banc laser fibré nous avons utilisé une diode laser de largeur spectrale 1 MHz, très accordable. Maintenant que nous avons validé nos outils nous allons pouvoir utiliser une diode laser moins accordable mais plus fine spectralement, quelques kHz. Cette finesse spectrale permettra de limiter l'impact du bruit de fréquence du laser maître [95] sur les fluctuations de phase différentielle, et donc d'augmenter la sensibilité gradiométrique de l'instrument.

Nouvelles techniques

Les modifications du montage expérimental vont permettre l'utilisation d'autres outils, comme la génération d'atomes ultra-froids sur puce et les séparatrices multi-photoniques. La détection par imagerie sera utilisée dans les deux enceintes principales.

Une détection par imagerie à été installée sur la première enceinte principale, mais n'a cependant pas encore été caractérisée. Une seconde sera ensuite installée sur la deuxième enceinte. La détection se fera alors indépendamment dans chaque enceinte. Cette détection permettra en outre de connaître la taille des nuages d'atomes et leur position au moment de la détection.

L'autre outil que nous souhaitons utiliser sera le contrôle de la phase différentielle à l'aide d'un saut de fréquence. Lors de la séquence d'interrogation $\pi/2 - \pi - \pi/2$ un saut de fréquence sur les lasers est appliqué pendant la deuxième impulsion, sans modifier la rampe de la différence de fréquence entre les deux lasers. Ce saut de fréquence se traduit par un ajout de phase interférométrique sur les nuages qui dépend de leur distance au miroir de rétro-réflexion, ce qui revient à ajouter une phase différentielle qui dépend de la distance entre les deux nuages. Cet outil présente l'intérêt de moduler la phase différentielle de

façon très précise, et donc de placer les deux interféromètre en phase, pour permettre une extraction de phase différentielle avec une sensibilité optimale.

Les puces à atomes permettront d'utiliser le refroidissement évaporatif sur le nuage d'atomes. Ce type de refroidissement permettra d'atteindre rapidement des températures de l'ordre de la centaine de nK. Utiliser des atomes ultra-froids permettra d'obtenir un nuage plus compact et qui s'étend moins durant sa chute libre. Cela permettra de conserver plus d'atomes dans la phase d'interrogation laser et d'avoir un contraste d'interféromètre plus élevé. De plus avec un nuage plus compact des collimateurs de diamètre plus petits peuvent être utilisés pour apporter les faisceaux d'interrogation et de l'ascenseur, ce qui augmentera l'intensité des faisceaux et leur efficacité.

Une autre méthode qui peut être combinée aux atomes ultra-froids est le *delta-kick cooling* (DKC) [100]. Cette méthode consiste à appliquer le potentiel de piégeage sous forme d'impulsion après un temps d'expansion, ce qui a pour effet de générer une force plus importante sur les atomes les plus éloignés du piège, qui sont les plus chauds. Cette technique permet de "collimater" la source d'atomes qui alors ne s'étend quasiment plus.

La banc laser fibré permet de générer des impulsions de Bragg. Cet outil sera utilisé pour générer des séparatrices multi-photoniques. Il permettra de générer une plus grande séparation spatiale et d'obtenir une sensibilité plus élevée. Ceci à condition de conserver un bon contraste dans les interféromètres, ce qui nécessite une bonne homogénéité de couplage et est possible en utilisant des atomes ultra-froids et des mesures différentielles.

L'utilisation de séparatrices multiphotoniques sur des atomes ultra-froids générés par des sources distantes de 1m permettra d'atteindre une sensibilité gradiométrique jamais obtenue sur un gradiomètre absolu, de l'ordre du E/\sqrt{Hz} , en plus de délivrer des mesures gravimétriques absolues.

ANNEXE A

MIROIR DÉFORMABLE

Durant la première partie de ma thèse je me suis initié à l'interférométrie atomique et à la gravimétrie en étudiant l'apport d'un miroir déformable utilisé dans un gravimètre atomique. Ce travail a été publié dans *Phys. Rev. Applied* [101] et est inséré à cette annexe suite à un résumé de cette étude.

Dans les capteur inertiels atomiques les forces inertielles sont mesurées par rapport au déplacement des atomes dans les équiphasés des lasers d'interrogation. Une déformation de ces équiphasés induit des déphasages parasites qui provoquent des biais sur les mesures (voir la sous-section I.2.3). Le but de cette expérience est de démontrer la possibilité de compenser les aberrations du front d'onde, biais dominant les budgets des gravimètres atomiques [102], en utilisant un miroir déformable.

Nous avons effectué nos mesures sur un gravimètre à atomes froids, décrit dans [103]. Les atomes de rubidium 87 sont interrogés à l'aide d'impulsions Raman, générées par des faisceaux contra-propageant obtenus par rétro-réflexion sur un miroir. Ce gravimètre permet d'atteindre une sensibilité de $60 \mu\text{Gal}$ à 1 s de temps de mesure.

Le miroir de rétro-réflexion est remplacé par un miroir déformable, le Kilo-C-DM MEMS de Boston Micromachines Corporation. Ce miroir possède un diamètre actif de 9,9 mm, où 952 micro-actionneurs sont répartis avec un pas de $300 \mu\text{m}$ et possèdent une amplitude de course de $1,8 \mu\text{m}$. L'ensemble est recouvert d'une membrane d'or possédant un rugosité de 11 nm rms. Nous avons écrit un programme pour contrôler la forme du miroir déformable en faisant varier l'amplitude des 64 premiers polynômes de Zernike.

Dans un premier temps nous avons caractérisé la réponse du miroir déformable à l'aide d'un analyseur de front d'onde Shack-Hartmann (un HASO de Imagine Optic). En fonction des résultats obtenus nous avons simulé les effets sur la phase interférométrique attendue pour chaque type d'aberration.

J'ai effectué une série de mesures de g de référence, avec seulement le miroir déformable pour différents temps d'interrogations. J'ai ensuite inséré un hublot dont j'ai caractérisé les aberrations à l'HASO devant le miroir déformable et réitéré une série de mesures, désormais biaisées par les aberrations du hublot de plus de 1 mGal. Enfin, en déformant le miroir conformément aux aberrations du hublot, j'ai corrigé ce biais et vérifié que ce profil était indépendant du temps d'interrogation T .

Active Control of Laser Wavefronts in Atom Interferometers

A. Trimeche, M. Langlois, S. Merlet, and F. Pereira Dos Santos*

*LNE-SYRTE, Observatoire de Paris, PSL Research University, CNRS, Sorbonne Universités,
UPMC Univ. Paris 06, 61 Avenue de l'Observatoire, 75014 Paris, France*

(Received 16 August 2016; revised manuscript received 9 December 2016; published 23 March 2017)

Wavefront aberrations are identified as a major limitation in quantum sensors. They are today the main contribution in the uncertainty budget of the best cold-atom interferometers based on two-photon laser beam splitters and constitute an important limit for their long-term stability, impeding these instruments from reaching their full potential. Moreover, they will also remain a major obstacle in future experiments based on large-momentum beam splitters. In this article, we tackle this issue by using a deformable mirror to control actively the laser wavefronts in atom interferometry. In particular, we demonstrate in an experimental proof of principle the efficient correction of wavefront aberrations in an atomic gravimeter.

DOI: 10.1103/PhysRevApplied.7.034016

I. INTRODUCTION

Inertial sensors based on atom interferometry [1], such as gravimeters and gradiometers [2–6] or gyroscopes [7,8], are subject today to intense developments, owing to their large range of applications, in geophysics, navigation, space science, and high-precision measurements in fundamental physics [9–11]. In light-pulse atom interferometers [12], the final phase shift depends on the acceleration and the rotation of the experimental setup with respect to the inertial reference frame defined by the atoms in free fall. The inertial force is then derived from the measurement of the relative displacement of these atoms compared to the lasers' equiphases. Distortions of these equiphases thus induce parasitic phase shifts which bias the measurement. This effect is linked to the residual ballistic motion of the atoms in the laser beam profile during their free fall as displayed on the left in Fig. 1. Wavefront aberrations are identified and measured on atom interferometers [13–15] as the major source of bias uncertainty and long-term instability in the best light-pulse atom interferometers used as inertial sensors, such as high-precision gravimeters [3,4] and gyroscopes [8,16,17]. This is also true for next-generation experiments, such as those based on large-momentum beam splitters [18], as well as in future space projects [19].

The influence of wavefront aberrations can, in principle, be limited, if not suppressed, by performing atom interferometry inside a cavity, such as in Ref. [20], which allows for spatial mode selection and filtering. Yet, the requirement of operating the interferometer with large laser waists, of the order of a centimeter radius size, in a compact cavity puts severe constraints on the realization and alignment for stable operation and for avoiding the coupling of unwanted

transverse modes, which otherwise induce large wavefront aberrations [21].

In astronomy, wavefront distortions and their fluctuations due to atmospheric turbulence also impose severe limits to the resolution of large-area telescopes. To overcome this problem, deformable mirrors (DMs) have been proposed [22] and developed [23] for the efficient real-time correction of wavefront aberrations. They are based on different technologies such as the nine-actuator deformable electrostatic membrane using continuous voltage distribution [24], 35-actuator bimorph deformable mirror composed of two disks of lead magnesium niobate [25], and thin polymer membrane with permanent magnets and microcoils [26]. DMs are already used to correct wavefront aberrations of laser beams, potentially in a closed loop [27], and, for instance, with a thermally deformable mirror [28], in various fields such as ophthalmology, optical beam interferometry, and femtosecond pulse shaping. DMs can also be used for tailoring the shape of the cavity eigenmodes [29] and, thus, selecting the coupled transverse modes. Last, it enables one to generate flat-top laser beams [30], which are of interest for light pulse atom interferometry.

Here, a DM is used to control the laser wavefront in an atom interferometer. We demonstrate its ability and efficiency to correct the wavefront aberrations in a proof-of-principle experiment realized with an atomic gravimeter.

II. DESCRIPTION OF THE EXPERIMENT

The sensor head of the gravimeter is described in Ref. [31]. The laser system, which is realized using two extended cavity laser diodes, and a typical measurement sequence are detailed in Ref. [32]. In this compact experimental setup, atoms are loaded directly from a background ^{87}Rb vapor, trapped in a three-dimensional magneto-optical trap (MOT), and further cooled down to $2\ \mu\text{K}$ before being dropped in free fall by switching off the

*franck.pereira@obspm.fr

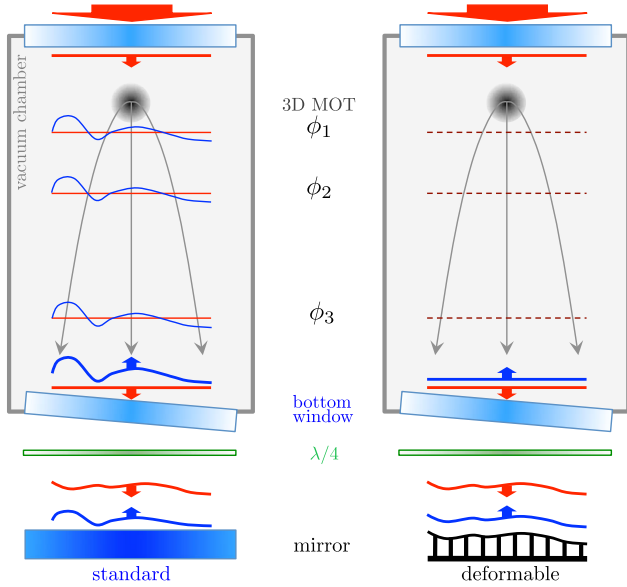


FIG. 1. Laser wavefronts propagation. The laser beam enters the vacuum chamber from the top and exits through the bottom window. The descending wavefront is taken as flat (red line). After being reflected by a standard mirror (left) or a deformable mirror (right), it reenters the vacuum chamber (blue line). Left: The ascending wavefront gets distorted by the aberrations of the bottom window, $\lambda/4$ plate, and standard mirror. The laser phase difference then depends on the transverse position. It gets sampled differently at the three pulses depending on the ballistic trajectories of the atoms, which leads to a bias. Right: The ascending wavefront is corrected by properly shaping the deformable mirror. This leads to uniform laser phase differences and no bias.

cooling lasers. The interferometer is obtained by pulsing counterpropagating laser beams in the vertical direction. Two copropagating vertical laser beams, of wave vectors \vec{k}_1 and \vec{k}_2 , are first overlapped and delivered to the atoms through a single collimator. The counterpropagating beams are obtained by a reflection on a mirror. Because of the Doppler shift induced by the free fall of the atoms, only two counterpropagating beams will drive the stimulated Raman transitions according to the two-photon resonance condition. A three-Raman-pulse sequence $\frac{\pi}{2} - \pi - \frac{\pi}{2}$ allows one to split, deflect, and recombine the atomic wave packets, thus realizing a Mach-Zehnder-type interferometer. With this geometry, the atomic phase shift at the output of the interferometer is given by [33] $\Delta\Phi = \phi_1 - 2\phi_2 + \phi_3$, where ϕ_i is the phase difference between the two Raman lasers, at the position \vec{z}_i of the center of mass of the wave packet, at the time of the i th Raman pulse. For an ideal plane wavefront, $\phi_i^p = \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{z}_i$, which leads to $\Delta\Phi^p = -\vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{g} T^2$, where $\vec{k}_{\text{eff}} = \vec{k}_1 - \vec{k}_2$ is the effective wave vector, \vec{g} the acceleration of Earth's gravity, and T the free-evolution time between two consecutive Raman pulses. Such atomic accelerometers are thus sensitive to the

relative acceleration between the free-falling atoms and the retroreflecting mirror, which sets the phase reference for the Raman lasers. Any deviation of the phase regarding to ϕ_i^p might lead to a bias on the gravity measurement due to the expansion of the atomic cloud across the lasers wavefronts (see Fig. 1).

III. CHARACTERIZATION OF THE MIRROR

In our setup, the retroreflecting mirror (and an additional quarter-wave plate) are placed outside the vacuum chamber as shown in Fig. 1. Formerly, as described in Ref. [32], we have used a standard dielectric mirror and obtained at best a sensitivity of $60 \mu\text{Gal}$ in 1 s measurement time ($1 \mu\text{Gal} = 10^{-8} \text{ms}^{-2}$). For this study, the mirror is replaced by a Kilo-C-DM MEMS deformable mirror from Boston Micromachines Corporation with a 9.9-mm diameter of the active circular surface. This DM uses 952 microactuators, with a pitch of $300 \mu\text{m}$, and a maximum stroke of $1.8 \mu\text{m}$ for an applied voltage of 195 V. The DM surface is a continuous gold-coated membrane, with a specified flatness of 11 nm rms. A homemade software program allows us to control the DM surface shape, by varying the amplitude of the first 64 Zernike polynomials [34], which are conventionally used as a basis to decompose wavefront aberrations. The default setting of the DM is the flat map (FM) configuration, which is calibrated by the constructor in order to make the mirror plane, with optimized voltages for each actuator (around 80 V). This calibration is performed so as to minimize the rms error, and the corresponding measurement performed with a wavefront sensor is provided. From this measurement, we calculate a flatness of 6.47 nm of rms (10.81 nm rms considering the DM rectangular edge) and 28.02 nm of the peak to valley dominated by a residual curvature. This is comparable to the flatness of the best high-quality commercially available dielectric mirrors.

To characterize the response of the DM with respect to the applied voltage, we measure the wavefront deformation of a laser beam reflected by the DM using a Shack-Hartmann (SH) sensor [35] (a HASO model, marketed by the company Imagine Optic). We deform the mirror by applying on each actuator i a voltage $V(i) = V_{\text{FM}}(i) + U \cdot Z(i)$, where $V_{\text{FM}}(i)$ is the setting of the FM configuration, $Z(i)$ is a given Zernike polynomial evaluated at the pixel i , and U is the corresponding amplitude. We then perform differential measurements, subtracting from the deformed wavefront signal the reference FM wavefront. The measurement is performed on several aberrations, corresponding to the lowest-order Zernike polynomials, which are expected to be dominant in our experiment. To illustrate these measurements, we display in Fig. 2 the response of the DM to the amplitude U of the applied voltage for a coma 90° deformation [Fig. 2(a)] and for an astigmatism 0° deformation [Fig. 2(b)]. For weak amplitudes U (below about 20 V),

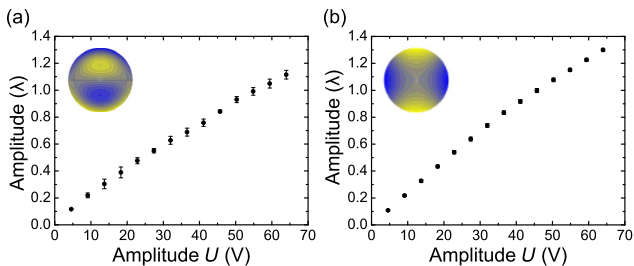


FIG. 2. Amplitude of the DM deformation as a function of the amplitude U of the applied voltage for (a) a coma 90° deformation and (b) an astigmatism 0° deformation.

we find a linear behavior of the actuator motion. Nonlinearities at higher amplitudes make the DM response decrease. We measure an amplitude of $0.025(1)\lambda$ per volt added to the FM voltages, which is twice the surface deformations because of the reflection onto the DM. This is in perfect agreement with the constructor calibrations. In addition, we find the standard deviation of measurements repeated over several days to be lower than $\lambda/125$, limited by the SH repeatability, confirming the DM long-term stability in an open loop [36].

The parasitic phase shifts induced by the wavefront aberrations of the laser beams result from the convolution between the distribution of atomic trajectories and the Raman beam wavefronts and, consequently, depend on many experimental parameters such as the temperature, the initial position and velocity distribution of the atomic cloud, the shape of the Raman beams, etc. Table I lists the expected phase shifts at the output of the interferometer, induced by the most common aberrations, which correspond to some of the first Zernike polynomials. These phase-shift formulas are derived for Raman beams with an infinite size and homogeneous intensity profile and for a point source atomic cloud in a ballistic expansion.

The focus gives an interferometer phase shift independent of the initial positions of the atoms. On the contrary,

TABLE I. Interferometer phase shifts due to different aberration orders of the retroreflecting mirror. The phase shifts are averaged over the velocity distribution for initial positions x_0 and y_0 of the atomic cloud. $f(R, x_0, y_0, t_1, T, \sigma_v) = 4[x_0^2 + y_0^2 + \sigma_v^2(6t_1^2 + 12t_1T + 7T^2)] - R^2$, where R is the mirror radius, t_1 is the delay of the first Raman pulse with respect to the release time of the atoms, and σ_v is the initial velocity dispersion of the atomic cloud.

Zernike polynomial (Z_n^m)	$\Delta\Phi$
Piston (Z_0^0), tilts ($Z_1^{\pm 1}$)	0
Focus (Z_2^0)	$8k_{\text{eff}}T^2\sigma_v^2/R^2$
Astigmatisms ($Z_2^{\pm 2}$)	0
Comas 0° (Z_3^{-1})	$24k_{\text{eff}}T^2x_0\sigma_v^2/R^3$
Coma 90° (Z_3^1)	$24k_{\text{eff}}T^2y_0\sigma_v^2/R^3$
Spherical ab. (Z_4^0)	$24k_{\text{eff}}T^2\sigma_v^2 f(R, x_0, y_0, t_1, T, \sigma_v)/R^4$

the shifts due to comas depend linearly on the initial positions. It is thus, in principle, zero when the atomic distribution is centered on the mirror. We actually use this linear dependence to center the atomic cloud on the mirror or/and the mirror on the atomic cloud (see below). As for the astigmatism, it is zero and thus independent of the initial positions of the atoms. However, this is related to averaging the effects of opposite curvatures along orthogonal directions and assumes a radial isotropy. This no longer holds if the velocity distribution (of the detected atoms) is not isotropic, which can be induced by spatial inhomogeneities of the detection. For instance, with Gaussian velocity distributions, eventually different along two orthogonal directions, we obtain $\Delta\Phi = 2k_{\text{eff}}T^2(\sigma_{v_x}^2 - \sigma_{v_y}^2)/R^2$, where $\sigma_{v_{x,y}}$ are the projection of the initial velocity dispersion of the atomic cloud.

Remarkably, most of the first modes of Table I depend on $T^2\sigma_v^2$, where σ_v is the initial velocity dispersion of the atomic ensemble. The corresponding biases on the value of g are therefore independent of T and proportional to the temperature. In contrast, higher-order terms, e.g., spherical aberrations, give biases on g which depend not only on the temperature but also on the value of T .

IV. MEASUREMENTS WITH AN ATOM INTERFEROMETER

A good control of the mirror and atom parameters (such as centering and alignments) is necessary to characterize the DM impact on the interferometer and compare experimental results with a model of the experiment. For that purpose, a first coarse adjustment of the mirror position is initially performed by maximizing the number of detected atoms. Because of mechanical tolerance and alignment errors, the atomic cloud is not necessarily perfectly aligned with the Raman beams and the center of the detection area. Thanks to additional bias coils, the initial position of the cloud is set so as to maximize the contrast of the interferometer, which corresponds to placing the atomic cloud at the center of the Raman beams. Once the atomic cloud position is fixed, we take advantage of the property of the coma aberration to make a finer adjustment of the DM onto the center of the atomic cloud. Significant coma aberrations are applied on the DM, and the differential bias on g is measured as a function of the mirror position, with respect to the FM configuration, as shown in Fig. 3. As expected, linear dependencies are observed through the east-west (EW) and north-south (NS) directions, which are aligned with the proper axes of the DM. The zero crossing positions (marked by the blue arrows) correspond to the best DM alignment with the center of the atomic cloud.

In order to determine the relationship between the wavefront and the interferometric phase shift, a simulation of an interferometer using a DM has been developed. This Monte Carlo simulation reproduces the experiment

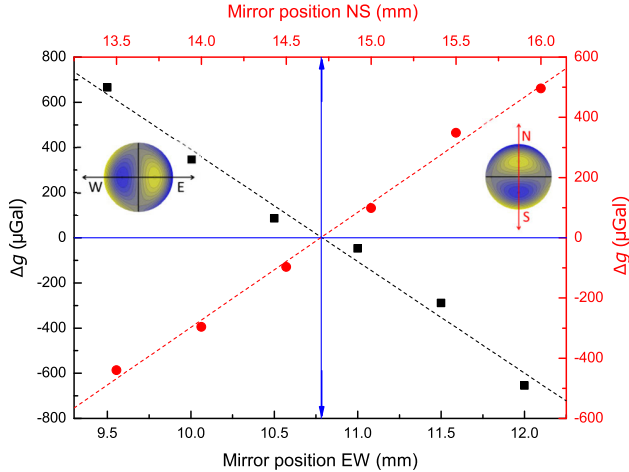


FIG. 3. Effect of comas, of 0.4λ amplitude, on the gravity measurement. The deformable mirror is displaced on the east-west (respectively, north-south) direction with a coma 0° deformation (black squares) [respectively, coma 90° (red circles)].

described in Fig. 1, taking into account the parameters of the atomic source, the inhomogeneity of the detection response (as in Ref. [37]), and the wavefront aberrations. To characterize the DM, the biases of different aberrations on g are measured by varying the mirror shape for $T = 58$ ms. For these measurements, the short-term sensitivity is in the range $100\text{--}200$ μGal at 1 s. A summary of the comparison between the numerical simulations and the experimental results is shown in Table II. The bias of the focus and the spherical aberration on g are measured for weak deformations of the DM. We find a good agreement for the spherical aberration but a significant difference for the focus, which is not explained. To evaluate the effect of the comas, we set a fixed deformation of 0.4λ and displace the DM on the EW (for the coma 0°) and NS (for the coma 90°) directions, for a fixed position of the cloud (Fig. 3). Here also, experiments are in good agreement with the simulations.

Given the measurement of the DM flatness in the FM configuration, we now evaluate the corresponding bias on the gravity measurement. For that, we consider only the contributions having revolution symmetry such as the focus and the different orders of spherical aberrations. By weighting these contributions with their corresponding measured sensitivities, we estimate a relatively large bias on the gravity measurement of the order of 30 μGal . This

TABLE II. Comparison between simulations and measurements of different aberration biases on g .

Aberration	Measurement	Simulation
Focus	2991(55) $\mu\text{Gal}/\mu\text{m}$	3652(10) $\mu\text{Gal}/\mu\text{m}$
Spherical ab.	3172(110) $\mu\text{Gal}/\mu\text{m}$	3275(10) $\mu\text{Gal}/\mu\text{m}$
Coma $0^\circ/\text{EW}$	$-494(30)$ $\mu\text{Gal}/\text{mm}$	$-523(1)$ $\mu\text{Gal}/\text{mm}$
Coma $90^\circ/\text{NS}$	$-503(14)$ $\mu\text{Gal}/\text{mm}$	$-522(1)$ $\mu\text{Gal}/\text{mm}$

FM calibration is performed by the manufacturer by minimizing the global rms error, which is not best suited for our application, for which one would minimize aberrations of revolution symmetry (such as the focus, the spherical aberrations, etc.) and would tolerate higher residuals on the other aberrations (tilts, astigmatisms, comas, trefoils, etc.). Given the excellent resolution on the actuator displacement (of the order of 50 pm, in principle), lower biases could be obtained by adjusting the mirror with these constraints, which would improve the accuracy of the gravimeter. Alternatively, comas could be minimized in order to reduce the sensitivity to the initial position of the atomic cloud (see Table I and the measurements below), which would improve the long-term stability of the measurement.

We then evaluate the stability of the gravity measurements when deliberately applying selected aberrations using the DM. First, a differential measurement with two different amplitude of focus (0.1λ and 0.6λ) is performed over 2 days. Figure 4(a) displays the results of this measurement, where each point is averaged over 4400 s (73 min). The observed fluctuations around the average value of 792 μGal are consistent with a white noise, as the corresponding Allan standard deviation is found to decrease as $1/\sqrt{\tau}$ with the averaging time τ . We reach a stability of 4 μGal after 10 h, which corresponds to a remarkable relative stability of 0.5% . This confirms the high stability of the DM in an open loop. Then, we perform differential gravity measurements of a fixed coma 90° with 0.1λ amplitude versus the FM configuration. We observe relatively large and well-resolved variations, displayed in Fig. 4(b), of the order of ± 30 μGal over a day, which we attribute to slow fluctuations of the atomic source initial position (of the order of ± 200 μm) [37]. These position fluctuations bias the gravity measurement in the presence of asymmetric wavefront distortions such as coma aberrations.

V. COMPENSATION OF WAVEFRONT ABERRATIONS

Because of its high stability, the deformable mirror could, in principle, be used to correct the biases caused by the bottom window of the vacuum chamber and the

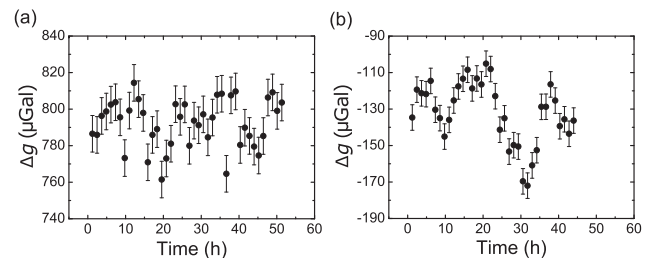


FIG. 4. Differential gravity between (a) two different focus deformations of 0.1λ and 0.6λ amplitudes and (b) a coma 90° deformation with 0.1λ amplitude and the FM configuration.

quarter-wave plate as described in Fig. 1 (right). However, the optical flatness of the view port was not measured before being installed. Furthermore, it is very likely that its properties have been modified by its installation in the experimental chamber, due to mechanical and thermal stresses during the pumping process.

As mentioned before, the wavefront aberration effect on the gravity signal depends on many experimental parameters, which allows one to get some insight on their shape and amplitude. For instance, the size of the atomic detection [14] or the aperture of the Raman beams [15] acts as a filter for the atomic trajectories which contribute to the interferometer signal. Also, the effect of wavefront distortions gets modified when varying the temperature or modifying the initial position of the cloud (see Table I). Remarkably, increasing the initial size of the atomic cloud reduces the contribution of high-frequency components of the wavefront [13]. Measurements of the interferometer phase versus the above-mentioned parameters can be compared with phase shifts calculated for different models of these aberrations [13–15]. But, in the absence of an *a priori* knowledge of the wavefront, the deconvolution from the interferometer response and the averaging over the trajectories is a difficult task, due to nonunicity of the solution of the inverse problem [13]. As a way to overcome this, spatially resolved detection, such as the point source interferometry imaging technique demonstrated in Ref. [38], allows for the measurement of the phase shift as a function of the transverse position in the interferometer laser beam, which is then related only to the initial transverse velocity. This renders the deconvolution simpler and offers the possibility of more accurately reconstructing the wavefront and, thus, retrieving the resulting wavefront aberrations. In that case, one would be able to compensate for these distortions by using a DM. Unfortunately our sensor geometry is not well adapted for the implementation of this technique, due to a lack of optical access.

Instead, and for a proof of principle, a well-characterized optical element is inserted between the bottom window and the mirror, and its effect on the interferometric measurement is compensated by adapting the shape of the mirror. More precisely, we use an additional window of low optical quality, selecting a 9-mm diameter area which presents strong aberrations in order to generate a large bias on the measurements. The wavefront aberrations of this area are initially characterized using the SH, in direct transmission. Figure 5 shows these aberrations, which were decomposed on the Zernike polynomial basis. Dominant contributions are 780(22) nm of astigmatism 0° , $-480(15)$ nm of focus, $-370(12)$ nm of coma 0° , and $-60(6)$ nm of spherical aberration. In order to compensate for the wavefront distortion caused by the additional window, the DM is shaped following the same aberration by summing the above contributions with their respective amplitudes. To assess the efficiency of the wavefront correction by the

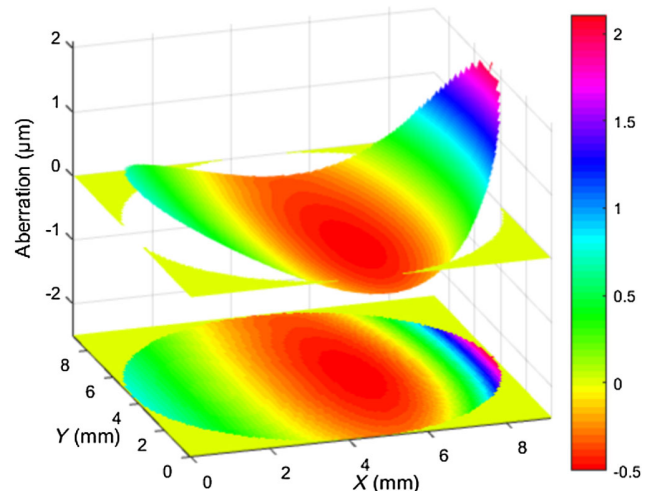


FIG. 5. Aberrations of the additional window measured by a Shack-Hartmann sensor in direct transmission through a 9-mm aperture diaphragm area.

DM, a set of gravity measurements is realized before and after the installation of the additional window for several interferometer times $2T$. Each gravity value is obtained by averaging the results of two measurements performed with two opposite wave-vector directions in order to reject most of the systematic effects [13]. The gravity measurements reported below are differential, taking the value of g measured for $T = 50$ ms with the DM in the FM configuration as a reference. For the reference measurements, the contrast of the interferometer is 17%. The measurement process is done in four steps, and the results are displayed in Fig. 6.

First, a series of reference measurements (represented by open squares) are realized with the DM in the FM configuration before adding the window. Note that, in all the differential measurements, the systematic effect due to the two-photon light shift [39] is not corrected for, which explains most of the observed variation of the measured values of g as a function of T . Second, we add the window, we observe a reduction of the contrast down to 10%, and we measure a change of the gravity value as large as $-1040(10)$ μGal for $T = 50$ ms with respect to the reference configuration, keeping the DM in the FM configuration. Using Table II, we expect a variation of $-1626(99)$ μGal of gravity due to the effect of the window aberrations. We attribute the difference between the calculated and measured values to the DM nonlinearities, which are significant for high deformations ($> 0.3\lambda$). Third, we repeat the gravity measurements for different values of T , represented by the blue triangles, in the presence of the additional window keeping the DM in the FM configuration.

Finally, the DM is shaped according to the corrections described earlier, and we recover the initial contrast of 17% at $T = 50$ ms, which we take as evidence of the efficiency

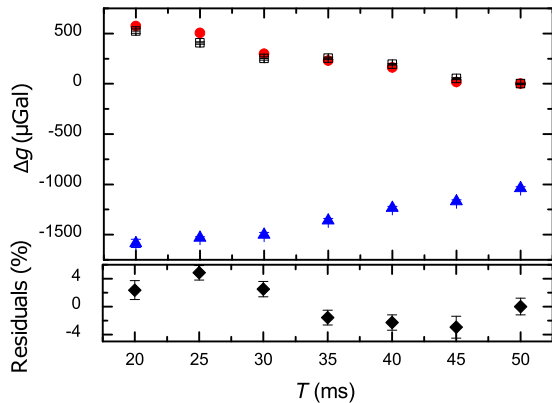


FIG. 6. Gravity measurements for different interferometer times $2T$ with and without an additional window, with and without an aberration correction. (Top) Open black squares represent the measurements realized with the DM in the flat map configuration before inserting the additional window. Blue triangles, after inserting the window. Red circles display the measurements realized with the aberrations compensated by the DM. (Bottom) Relative residuals after the compensation.

of the wavefront correction. This is confirmed by a last series of differential measurements, displayed as red circles. We find a good agreement with the initial measurements performed without the additional window, which demonstrates the efficiency of the compensation. Relative residuals (displayed as black diamonds at the bottom in Fig. 6) lie in between $\pm 4\%$. These differences can be explained by residual imperfections of the correction and fluctuations of the two-photon light shift.

VI. CONCLUSION

In conclusion, we demonstrate that the use of an appropriate deformable mirror allows one to correct the wavefront aberrations in atomic interferometers. Though the compensation is demonstrated here for the large distortions induced by an additional window of poor optical quality, it should also be effective for weaker aberrations thanks to the high resolution of the actuation and the excellent stability of the mirror. This could be demonstrated in state-of-the-art atom gravimeters, such as those of Refs. [2,4,13].

In addition, the large dynamical range of the DM and its short response time enable one, at the same time, to suppress Coriolis acceleration (compensating Earth's rotation by counterrotating the mirror during the interferometer sequence [40]) and reject ground vibration noise (by translating the mirror surface in real time [41] or right before the last Raman pulse, similar to Ref. [42]). These compensation techniques can be extended to other instruments based on atom interferometry, such as gravity gradiometers and gyroscopes. In particular, they would be relevant for large-scale experiments, such as based on

large-momentum transfer beam splitters and/or long interferometer times. Indeed, in these experiments, the effect of wavefront aberrations scales as the effective momentum $n\hbar k$ imparted to the atoms, and the effect of high-order aberrations onto the inertial measurement increases with the interferometer duration $2T$.

ACKNOWLEDGMENTS

This work is supported by CNES (R&T R-S11/SU-0001-030). M. L. thanks Muquans for financial support. The authors thank Boston Micromachines Corporation for their assistance, A. Landragin for fruitful discussions, and E. Cocher, C. Janvier, H. Bouchiba, and M. Mazet for their contributions in the early stage of the experiment.

- [1] A. D. Cronin, J. Schmiedmayer, and D. E. Pritchard, Optics and interferometry with atoms and molecules, *Rev. Mod. Phys.* **81**, 1051 (2009).
- [2] Z.-K. Hu, B.-L. Sun, X.-C. Duan, M.-K. Zhou, L.-L. Chen, S. Zhan, Q.-Z. Zhang, and J. Luo, Demonstration of an ultrahigh-sensitivity atom-interferometry absolute gravimeter, *Phys. Rev. A* **88**, 043610 (2013).
- [3] P. Gillot, O. Francis, A. Landragin, F. Pereira Dos Santos, and S. Merlet, Stability comparison of two absolute gravimeters: Optical versus atomic interferometers, *Metrologia* **51**, L15 (2014).
- [4] C. Freier, M. Hauth, V. Schkolnik, B. Leykauf, M. Schilling, H. Wziontek, H.-G. Scherneck, J. Müller, and A. Peters, Mobile quantum gravity sensor with unprecedented stability, *J. Phys. Conf. Ser.* **723**, 012050 (2016).
- [5] J. M. McGuirk, G. T. Foster, J. B. Fixler, M. J. Snadden, and M. A. Kasevich, Sensitive absolute-gravity gradiometry using atom interferometry, *Phys. Rev. A* **65**, 033608 (2002).
- [6] F. Sorrentino, Q. Bodart, L. Cacciapuoti, Y. H. Lien, M. Prevedelli, G. Rosi, L. Salvi, and G. M. Tino, Sensitivity limits of a Raman atom interferometer as a gravity gradiometer, *Phys. Rev. A* **89**, 023607 (2014).
- [7] T. L. Gustavson, A. Landragin, and M. A. Kasevich, Rotation sensing with a dual atom-interferometer sagnac gyroscope, *Classical Quantum Gravity* **17**, 2385 (2000).
- [8] I. Dutta, D. Savoie, B. Fang, B. Venon, C. L. Garrido Alzar, R. Geiger, and A. Landragin, Continuous Cold-Atom Inertial Sensor with 1 nrad/sec Rotation Stability, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 183003 (2016).
- [9] J. B. Fixler, G. T. Foster, J. M. McGuirk, and M. A. Kasevich, Atom interferometer measurement of the Newtonian constant of gravity, *Science* **315**, 74 (2007).
- [10] G. Rosi, F. Sorrentino, L. Cacciapuoti, M. Prevedelli, and G. M. Tino, Precision measurement of the newtonian gravitational constant using cold atoms, *Nature (London)* **510**, 518 (2014).
- [11] R. Bouchendira, P. Cladé, S. Guellati-Khélifa, F. Nez, and F. Biraben, New Determination of the Fine Structure Constant and Test of the Quantum Electrodynamics, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 080801 (2011).

- [12] Ch. J. Bordé, Atomic interferometry with internal state labelling, *Phys. Lett. A* **140**, 10 (1989).
- [13] A. Louchet-Chauvet, T. Farah, Q. Bodart, A. Clairon, A. Landragin, S. Merlet, and F. Pereira Dos Santos, The influence of transverse motion within an atomic gravimeter, *New J. Phys.* **13**, 065025 (2011).
- [14] V. Schkolnik, B. Leykauf, M. Hauth, C. Freier, and A. Peters, The effect of wavefront aberrations in atom interferometry, *Appl. Phys. B* **120**, 311 (2015).
- [15] M.-K. Zhou, Q. Luo, L.-L. Chen, X.-C. Duan, and Z.-K. Hu, Observing the effect of wave-front aberrations in an atom interferometer by modulating the diameter of raman beams, *Phys. Rev. A* **93**, 043610 (2016).
- [16] A. Gauguet, B. Canuel, T. Lévêque, W. Chaibi, and A. Landragin, Characterization and limits of a cold-atom sagnac interferometer, *Phys. Rev. A* **80**, 063604 (2009).
- [17] G. Tackmann, P. Berg, S. Abend, C. Schubert, W. Ertmer, and E. M. Rasel, Large-area sagnac atom interferometer with robust phase read out, *C.R. Phys.* **15**, 884 (2014).
- [18] T. Kovachy, P. Asenbaum, C. Overstreet, C. A. Donnelly, S. M. Dickerson, A. Sugarbaker, J. M. Hogan, and M. A. Kasevich, Quantum superposition at the half-metre scale, *Nature (London)* **528**, 530 (2015).
- [19] B. Altschul, Q. G. Bailey, L. Blanchet, K. Bongs, P. Bouyer, L. Cacciapuoti, S. Capozziello, N. Gaaloul, D. Giulini, J. Hartwig, L. Iess, P. Jetzer, A. Landragin, E. Rasel, S. Reynaud, S. Schiller, C. Schubert, F. Sorrentino, U. Sterr, J. D. Tasson, G. M. Tino, P. Tuckey, and P. Wolf, Quantum tests of the einstein equivalence principle with the ste-quest space mission, *Adv. Space Res.* **55**, 501 (2015).
- [20] P. Hamilton, M. Jaffe, J. M. Brown, L. Maisenbacher, B. Estey, and H. Müller, Atom Interferometry in an Optical Cavity, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 100405 (2015).
- [21] I. Riou, N. Mielec, G. Lefèvre, M. Prevedelli, A. Landragin, P. Bouyer, A. Bertoldi, R. Geiger, and B. Canuel, A marginally stable optical resonator for enhanced atom interferometry, [arXiv:1701.01473](https://arxiv.org/abs/1701.01473).
- [22] H. W. Babcock, The possibility of compensating astronomical seeing, *Publ. Astron. Soc. Pac.* **65**, 229 (1953).
- [23] F. Merkle, P. Kern, P. Léna, F. Rigaut, J. C. Fontanella, G. Rousset, C. Boyer, J. P. Gaffard, and P. Jagourel, Successful tests of adaptive optics, *Messenger* **58**, 1 (1989).
- [24] S. Bonora, Distributed actuators deformable mirror for adaptive optics, *Opt. Commun.* **284**, 3467 (2011).
- [25] D. A. Horsley, H. Park, S. P. Laut, and J. S. Werner, Characterization of a bimorph deformable mirror using stroboscopic phase-shifting interferometry, *Sens. Actuators A* **134**, 221 (2007).
- [26] O. Cugat, S. Basrour, C. Divoux, P. Mounaix, and G. Reyne, Deformable magnetic mirror for adaptive optics: technological aspects, *Sens. Actuators A* **89**, 1 (2001).
- [27] L. A. Poyneer, B. Bauman, B. A. Macintosh, D. Dillon, and S. Severson, Experimental demonstration of phase correction with a 32×32 microelectromechanical systems mirror and a spatially filtered wavefront sensor, *Opt. Lett.* **31**, 293 (2006).
- [28] M. Kasprzack, B. Canuel, F. Cavalier, R. Day, E. Genin, J. Marque, D. Sentenac, and G. Vajente, Performance of a thermally deformable mirror for correction of low-order aberrations in laser beams, *Appl. Opt.* **52**, 2909 (2013).
- [29] P. T. Beyersdorf, S. Zappe, M. M. Fejer, and M. Burkhardt, Cavity with a deformable mirror for tailoring the shape of the eigenmode, *Appl. Opt.* **45**, 6723 (2006).
- [30] M. G. Tarallo, J. Miller, J. Agresti, E. D'Ambrosio, R. DeSalvo, D. Forest, B. Lagrange, J. M. Mackowsky, C. Michel, J. L. Montorio, N. Morgado, L. Pinard, A. Remilleux, B. Simoni, and P. Willems, Generation of a flat-top laser beam for gravitational wave detectors by means of a nonspherical Fabry-Perot resonator, *Appl. Opt.* **46**, 6648 (2007).
- [31] J. Le Gouët, T. E. Mehlstäubler, J. Kim, S. Merlet, A. Clairon, A. Landragin, and F. Pereira Dos Santos, Limits to the sensitivity of a low noise compact atomic gravimeter, *Appl. Phys. B* **92**, 133 (2008).
- [32] S. Merlet, L. Volodimer, M. Lours, and F. Pereira Dos Santos, A simple laser system for atom interferometry, *Appl. Phys. B* **117**, 749 (2014).
- [33] M. Kasevich and S. Chu, Atomic Interferometry Using Stimulated Raman Transitions, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 181 (1991).
- [34] J. Y. Wang and D. E. Silva, Wave-front interpretation with Zernike polynomials, *Appl. Opt.* **19**, 1510 (1980).
- [35] B. C. Platt and R. Shack, History and principles of Shack-Hartmann wavefront sensing, *J. Refract. Surg.* **17**, S573 (2001).
- [36] K. M. Morzinski, J. W. Evans, S. Severson, B. Macintosh, D. Dillon, D. Gavel, C. Max, and D. Palmer, Characterizing the potential of mems deformable mirrors for astronomical adaptive optics, *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.* **6272**, 627221 (2006).
- [37] T. Farah, P. Gillot, B. Cheng, A. Landragin, S. Merlet, and F. Pereira Dos Santos, Effective velocity distribution in an atom gravimeter: Effect of the convolution with the response of the detection, *Phys. Rev. A* **90**, 023606 (2014).
- [38] S. M. Dickerson, J. M. Hogan, A. Sugarbaker, D. M. S. Johnson, and M. A. Kasevich, Multiaxis Inertial Sensing with Long-Time Point Source Atom Interferometry, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 083001 (2013).
- [39] A. Gauguet, T. E. Mehlstäubler, T. Lévêque, J. Le Gouët, W. Chaibi, B. Canuel, A. Clairon, F. Pereira Dos Santos, and A. Landragin, Off-resonant Raman transition impact in an atom interferometer, *Phys. Rev. A* **78**, 043615 (2008).
- [40] S.-Y. Lan, P.-C. Kuan, B. Estey, P. Haslinger, and H. Müller, Influence of the Coriolis Force in Atom Interferometry, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 090402 (2012).
- [41] J. M. Hensley, A. Peters, and S. Chu, Active low frequency vertical vibration isolation, *Rev. Sci. Instrum.* **70**, 2735 (1999).
- [42] J. Lautier, L. Volodimer, T. Hardin, S. Merlet, M. Lours, F. Pereira Dos Santos, and A. Landragin, Hybridizing matter-wave and classical accelerometers, *Appl. Phys. Lett.* **105**, 144102 (2014).

ANNEXE B

ARTICLE SUR L'EXTRACTION DE PHASE DIFFÉRENTIELLE

Nos travaux sur l'extraction de phase différentielle, que j'ai détaillé dans la section III.5, a fait l'objet d'une publication dans *Phys. Rev. A* [94]. L'article est insérer dans cette annexe.

Differential phase extraction in dual interferometers exploiting the correlation between classical and quantum sensors

M. Langlois, R. Caldani, A. Trimeche, S. Merlet, and F. Pereira dos Santos*

LNE-SYRTE, Observatoire de Paris, PSL Research University, CNRS, Sorbonne Universités, UPMC Paris 06, 61 Avenue de l'Observatoire, 75014 Paris, France

(Received 24 September 2017; published 20 November 2017)

We perform the experimental demonstration of the method proposed earlier [F. P. Dos Santos, *Phys. Rev. A* **91**, 063615 (2015)] to extract the differential phase in dual atom interferometers. From a single magneto-optical trap, we generate two atomic sources, vertically separated and free falling synchronously, with the help of an accelerated lattice. We drive simultaneous Raman interferometers onto the two sources and use the correlation with the vibration signal measured by a seismometer to extract the phase of each interferometer. We demonstrate an optimal sensitivity of the extracted differential phase between the two interferometers, free from vibration noise and limited by detection noise, when the two interferometers are in phase.

DOI: [10.1103/PhysRevA.96.053624](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.96.053624)

I. INTRODUCTION

Quantum sensors based on light pulse atom interferometry [1], such as gravimeters and gyrometers, have demonstrated high levels of sensitivity and accuracy, comparable to or better than conventional sensors [2–5]. Today they find applications in various fields, from fundamental physics to geophysics, and the transfer of this technology to the industry led in the last years to the development of commercial atomic gravimeters. The sensitivity of these sensors is limited in most cases by vibration noise, whose influence can be mitigated using passive isolation techniques [6], or auxiliary classical sensors for active isolation [7–9], noise correction [6,10], or hybridization [11]. Nevertheless, when the measurand is derived from a differential measurement, performed on two interferometers interrogated at the same time, the vibration noise, which is then in common mode, can be efficiently suppressed. This technique has been used for the measurement of gravity gradients [12,13] and the precise determination of G [14,15], for the measurement of rotation rates [16–18], and for the test of the universality of free fall with cold atoms [19–21]. It is also of interest for the detection of gravitational waves [22–25].

The differential phase, which is the phase difference between the two simultaneous interferometers, can be extracted simply from a fit to the ellipse obtained when plotting parametrically the output signals of the two interferometers [26]. This method rejects the vibration noise efficiently but introduces in general large errors in the determination of the differential phase. Methods based on Bayesian statistics, which require an *a priori* knowledge of the phase noise of the interferometer, have been proven more accurate [27–29]. Other methods, which use a simultaneous third measurement [30], or direct extraction of the individual phases [31], also allow for the retrieval of the differential phase with negligible bias.

In this paper, we perform an experimental demonstration of the alternative method proposed in Ref. [32]. The correlation between the individual interferometer measurements and the vibration phase estimated from the measurement of an

auxiliary seismometer allows us to recover the visibility of the interferometer fringes in the presence of large vibration phase noise and to extract the phase of each interferometer. The differential phase is then simply obtained by subtracting these two phases. This method of phase extraction, which was first demonstrated in Ref. [10] for a single interferometer, was employed recently [33] for simultaneous interferometers performed on two different atomic species. In the latter case, and by contrast with the situation we study here, the difference in the scale factors between the two interferometers reduces the correlation between the two extracted phases, degrading the rejection efficiency of the vibration noise. Here, we operate a dual atom interferometer on a single atomic species in a gradiometer configuration, with two interferometers separated along the vertical direction. Having the same scale factors, the better correlation between the two simultaneous interferometers enables us to reject more efficiently the common vibration noise. We demonstrate an optimal sensitivity in the differential phase extraction, limited by the detection noise, for in-phase operation of the two interferometers.

II. PRINCIPLE OF THE EXPERIMENT

The experimental setup and the time chart of the measurement sequence are displayed in Fig. 1. We start by loading with a two-dimensional magneto-optical trap (2D MOT) a three-dimensional (3D) mirror MOT, realized with four independent beams, two of them being reflected by the surface of a mirror placed under vacuum. We trap about 3×10^8 ^{87}Rb atoms within 480 ms and cool them down to about $1.8 \mu\text{K}$ with a far-detuned molasses before releasing them from the cooling lasers in the $|F = 2\rangle$ hyperfine ground state. Right after, they are launched upwards using a Bloch elevator [34]. They are first loaded in a comoving lattice, realized with two counterpropagating laser beams, whose intensity is adiabatically ramped up to a lattice depth of about $40E_r$ within 200 μs , and whose acceleration follows the Earth gravity acceleration g . The lattice acceleration is then set to about $80g$ upward by ramping the frequency difference between the two lattice beams up to 4.5 MHz within 2.25 ms. The lattice intensity is then adiabatically switched off, leaving

*franck.pereira@obspm.fr

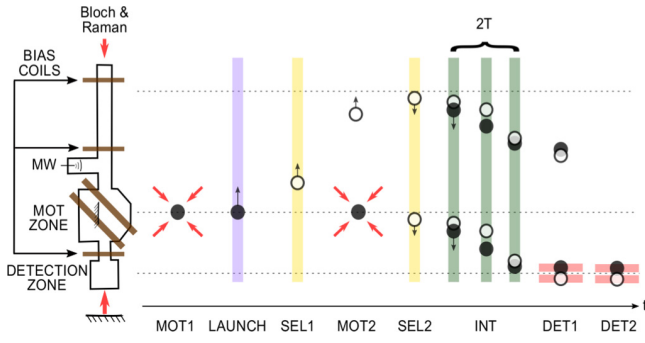


FIG. 1. Scheme of the experimental setup and measurement sequence. Clouds displayed as open circles are in the state $|F = 1\rangle$; clouds displayed as solid circles in $|F = 2\rangle$. MW, microwave antenna; SEL, selection; INT, interferometer; DET, detection.

the atoms in free fall with an initial velocity of 1.76 m/s. The efficiency of the launch is about 50%. The launched atoms are then selected in the $|F = 1, m_F = 0\rangle$ state with a 0.8-ms-long microwave pulse followed by a laser pushing pulse which removes the atoms remaining in the $|F = 2\rangle$ state. To lift the degeneracy between the different Zeeman sublevels, a bias field of 400 mG is applied. While these atoms are moving upward, we load a second atomic cloud in the 3D mirror MOT for 100 ms. This second cloud is then cooled down to 1.8 μK and gets released from the molasses beams at the very moment when the first one reaches its apogee. We then apply the same selection sequence to prepare the second cloud in the $|F = 1, m_F = 0\rangle$ state. We arranged the second sequence so that the preparation of the second cloud does not affect significantly the first one: the first cloud being in the $|F = 1\rangle$ state is merely perturbed by the scattered light from the MOT lasers (the repumping light in the second MOT is adjusted so as not to be saturated) and, remarkably, for the launch velocity we use, the second microwave pulse, of 1.8 ms duration, drives close to a 2π pulse on the first atomic cloud. This is due to a favorable variation of the microwave coupling with vertical position. Most of the atoms of the first cloud thus remain in the $|F = 1, m_F = 0\rangle$ state.

At a delay of 32 ms after the release of the second cloud, we apply a sequence of three counterpropagating Raman pulses, equally separated in time, onto the two free-falling atomic clouds. The Raman transitions couple the two hyperfine states $|F = 1\rangle$ and $|F = 2\rangle$ via a two-photon transition and impart a momentum transfer $\hbar k_{\text{eff}}$ to the atoms. Here $k_{\text{eff}} = k_1 - k_2$ is the effective wave vector of the Raman transition, with k_1 and k_2 the wave vectors of the two Raman lasers. The pulse sequence allows one to separate, deflect, and recombine the atomic wave packets, creating simultaneously two vertically separated Mach-Zehnder atom interferometers. The atomic phase shift at the output of each interferometer is then given by $\Delta\Phi = \phi_1 - 2\phi_2 + \phi_3$, where ϕ_i is the phase difference between the two counterpropagating Raman lasers at the position of the atoms at the i th Raman pulse. The Raman beams are vertically aligned, which makes these interferometers sensitive to the local gravity accelerations [35]. The interferometer phase shifts are given by $k_{\text{eff}}g_1T^2$ and $k_{\text{eff}}g_2T^2$, where g_1 and g_2 are the gravity accelerations at the altitudes of the two

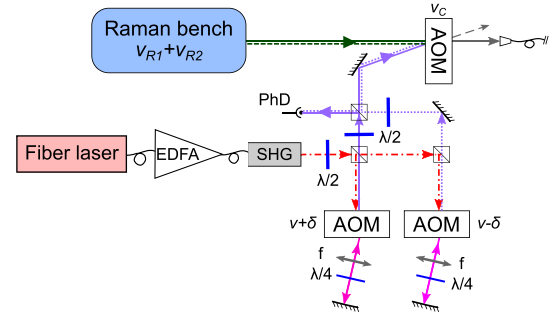


FIG. 2. Scheme of the lattice-beams laser setup. The lattice beams generated by a frequency-doubled fiber telecom laser are combined with the Raman beams using an acousto-optic modulator.

clouds, where T is the time separation between consecutive Raman pulses. The duration of the π Raman pulse is 8 μs , which corresponds to a Rabi frequency of 62.5 kHz. The size of the vacuum chamber limits the maximum duration of the interferometers, $2T$, to about 160 ms. After the interferometer sequence, the two atomic clouds are detected one after the other by fluorescence, using a state-selective detection which measures the populations in each of the two output ports of the interferometers, corresponding to the two hyperfine states $|F = 1\rangle$ and $|F = 2\rangle$.

The laser system we use for cooling, detecting, and driving the interferometer pulses is based on semiconductor laser sources and is described in detail in Ref. [36]. For the Bloch elevator, we generate a lattice laser using frequency-doubling techniques (see Fig. 2). A distributed feedback diode laser at 1560 nm is first amplified by a fiber amplifier up to 5 W, and seeds a high-power resonant frequency-doubling module (from the company Muquans) which delivers up to 3 W at 780 nm. The frequency of the seed is adjusted such that the frequency-doubled light is blue-detuned from the ^{87}Rb $D2$ transition by 50 GHz. The output of the doubler is then split into two beams, each one being frequency shifted with a double-pass acousto-optic modulator (AOM) before being recombined with orthogonal linear polarizations using a polarizing beam-splitter cube. The combined beam is diffracted by a last AOM, which is used for switching and controlling the intensity of the lattice beams. The Raman beams, which are derived from the first laser system, have the same linear polarization. They are overlapped with the lattice beams using the very same AOM, into which they are injected at an angle, along the direction of the first diffracted order. This arrangement allows one to overlap the diffracted lattice beams with the nondiffracted Raman beams in order to inject them into the same fiber and takes advantage of the fact that the two beams are not used at the same time. As for the switching of the Raman beams, it is performed with the combination of an AOM and a mechanical shutter (an optical scanner), both located in the first laser system.

Raman and lattice beams are injected into a common polarization maintaining fiber, out of which we get a total power of 500 mW for the lattice beams (for a doubler output of 2 W), and 26 mW for the Raman beams. The ratio between the intensities of the two Raman beams is adjusted to cancel the differential light shift. The beams get collimated to a $1/e^2$

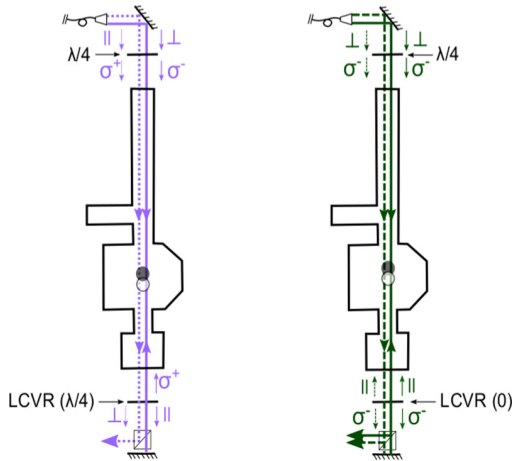


FIG. 3. Polarization configuration of lattice (left) and Raman (right) beams in the vacuum chamber. The combination of a quarter-wave plate and an adjustable retarding plate (LCVR) with a polarizing beam-splitter cube allows one to obtain the required polarizations for realizing an accelerated lattice along one direction only and for driving counterpropagating Raman transitions.

radius of 3.75 mm and enter the vacuum chamber through the top of the experiment. The polarization configuration for these beams is displayed in Fig. 3.

A fixed quarter-wave plate converts the linear polarizations into circular ones: $\sigma_+ - \sigma_-$ or $\sigma_- - \sigma_-$ for the lattice or Raman beams, propagating downward. At the bottom of the chamber, the beams pass through a liquid-crystal variable retarder plate (LCVR), a polarizing beam-splitter cube (PBC) with proper axes at 45° with respect to the axes of the LCVR, and finally get retroreflected onto a mirror. The retardance of the LCVR plate is set to $\lambda/4$ during the lattice launch, such that one of the two downward lattice beams gets trashed by the PBC. Without the cube, this retroreflecting geometry would result in two lattices accelerated in opposite directions. During the interferometer phase, the retardance is set to zero, so that the Raman upward beams are linearly polarized. This polarization arrangement allows one to drive $\sigma_- - \sigma_-$ transitions between the two $|F = 1, m_F = 0\rangle$ and $|F = 2, m_F = 0\rangle$ states. As a side effect, $\sigma_- - \sigma_+$ transitions are allowed, which couple $|F = 1, m_F = 0\rangle$ to $|F = 2, m_F = -2\rangle$ or $|F = 2, m_F = +2\rangle$ depending on the direction of the Raman effective wave vector. This forces us to operate the interferometers with large bias

fields of hundreds of milligauss, for which these parasitic transitions are nonresonant.

With such a retroreflected geometry, the phase difference between the Raman lasers is linked to the position of the mirror. Without isolation, fluctuations of this position due to ground vibrations can induce significant interferometer phase noise, washing out the interferometer fringes, in the urban environment of the center of Paris. This vibration noise is recorded with a low-noise seismometer (Guralp 40T), placed next to the mirror, during the interferometer sequence. This allows one to calculate an estimate of the common mode phase shift induced by parasitic vibrations onto the two interferometers. The correlation between the classical signal provided by the seismometer and the phase shifts of the quantum sensor can be exploited to postcorrect the atomic measurement [6], to recover the interferometer fringes in the presence of a large noise [6,10], or to correct the interferometer phase in real time in order to keep the interferometer operating at midfringe where its sensitivity is maximal [11]. Given that our measurements are performed without any vibration isolation, the vibration noise quickly dominates over all sources of interferometer phase noise and can amount to several radians, even for the relatively short interferometer times we use here ($2T$ is at most equal to 120 ms).

III. RESULTS

We start by illustrating the effect of the vibration noise on the interferometer signal. Figure 4 displays the fringes recorded for two different interferometer times $2T = 2$ ms and $2T = 70$ ms. Here, the interferometer phase is scanned by varying the frequency chirp one needs to apply to the Raman laser frequency difference in order to compensate for the increasing Doppler effect and keep the Raman transitions resonant at each pulse. While the fringes are clearly visible for $2T = 2$ ms, they are washed out by the vibration noise for $2T = 70$ ms. The contrast of the fringes is significantly better for the second cloud than for the first one, and gets lower for larger T . This loss of contrast results mostly from the expansion of the cloud and from its convolution with the transverse intensity profile of the Raman lasers: coupling inhomogeneities get larger for larger atomic cloud sizes and are thus larger for the launched cloud, which has been expanding for much longer times compared to the second cloud. In the presence of large vibration noise, the phase fluctuations of the

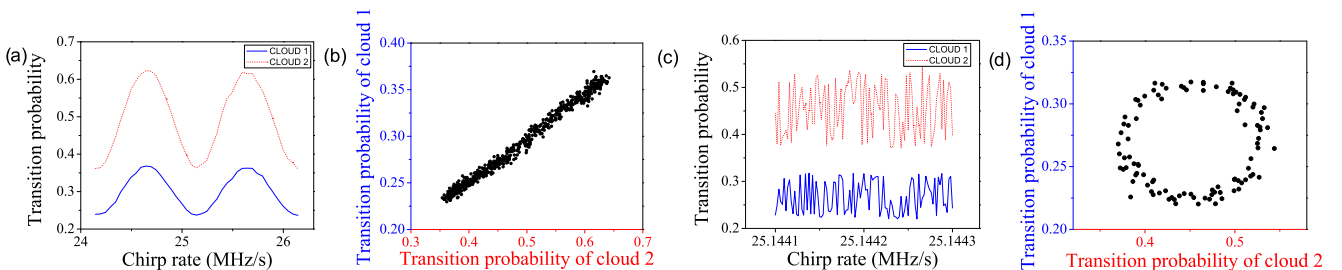


FIG. 4. Interferometer fringe patterns for the two simultaneous interferometers, for two different interferometer times: (a) $2T = 2$ ms and (c) $2T = 70$ ms (c). The interferometer phases are scanned by varying the frequency chirp applied to the Raman lasers. The parametric plot of the transition probabilities for (b) in-phase [(d) out-of-phase] interferometers gives a line (an ellipse).

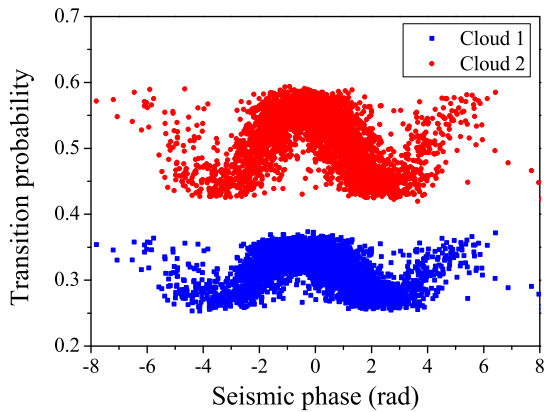


FIG. 5. Measured transition probabilities versus vibration phase shift, estimated from the simultaneous measurement of a low-noise seismometer. The total interferometer time is $2T = 120$ ms. The retrieval of the fringe pattern reveals the correlation between the interferometer phase fluctuations and the vibration noise recorded by the classical sensor.

two interferometers are strongly correlated. This is evidenced by plotting the transition probabilities parametrically, which, in general and in particular here for $2T = 70$ ms, gives an ellipse [as illustrated in Fig. 4(d)]. Yet, when the two interferometers are in phase, the parametric plot gives a straight line as displayed in Fig. 4(b). A direct fit of the ellipse gives access to the differential phase, but the adjustment is in general biased, except when the differential phase is exactly $\pi/2$. In addition, such a fit cannot retrieve a null differential phase. In our experiment, the differential phase between the two interferometers can easily be tuned by changing the amplitude of the bias magnetic field, as both interferometers have large, but different, phase shifts due to gradients of the applied magnetic field. Indeed, the magnetic field profiles are different across the atom trajectories of the two interferometers. It varies for the first cloud from about 400 to 200 mG in between the first and last pulse of the interferometer, and for the second cloud oppositely from 200 to 400 mG.

Instead of the ellipse-fitting method, we use here another method for the extraction of the differential phase. Knowing the well-calibrated scale factor of the seismometer and the transfer function of the interferometers versus acceleration noise [37], we calculate out of its signal an estimate of the common mode vibration phase shift experienced by the two interferometers. We plot the measured transition probabilities of the two interferometers as a function of this vibration-induced phase shift.

Figure 5 displays such plots, for given values of the bias magnetic fields and $2T = 120$ ms. Here, visible fringe patterns are recovered, with the interferometer phase being randomly scanned by the vibration noise. We can then fit each of these fringe patterns using the following formula:

$$P_i = A_i + \frac{C_i}{2} \cos(D_i \Phi_{\text{vib},S} + \Phi_i), \quad (1)$$

with A_i the offset, C_i the contrast, $\Phi_{\text{vib},S}$ the calculated vibration-induced phase shift, and Φ_i the phase shift of the i th interferometer. D_i is a coefficient which accounts for

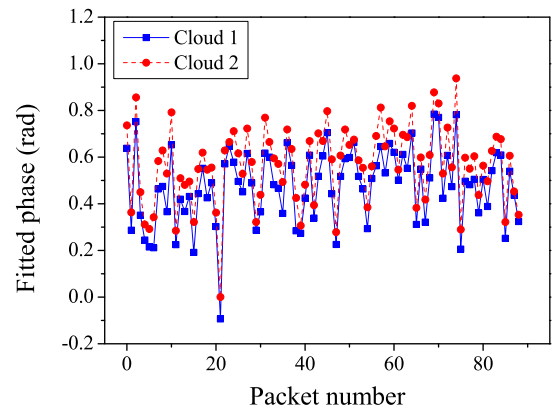


FIG. 6. Interferometer phases extracted from consecutive fits of the fringes for subsets of 40 measurements. Total interferometer time $2T = 120$ ms.

an eventual mismatch in the calibration of the seismometer. In practice, we find that D_1 and D_2 deviate from 1 by a few percent, due to the nonflat response function of the seismometer [6]. Such fits allow one to extract the individual phases of the two interferometers, from which the differential phase is calculated.

To assess the sensitivity of this method, we divide a series of about 4000 consecutive measurements into packets of 40 measurements, which we individually fit. The phases extracted from these fits are displayed in Fig. 6 for the two clouds. For these measurements, one can note that the fluctuations of the extracted phases, of order of about 0.6 rad peak to peak, are correlated for the two clouds.

We then calculate the Allan standard deviation (ASD) of the fitted phase fluctuations of the two interferometers, and of their difference. Figure 7 displays such ASDs for in-phase interferometers with $2T = 120$ ms. The ASDs average as white noise and correspond to phase sensitivities of 150 mrad/packet of 40 shots, or equivalently of 1 rad/shot, for the individual interferometers. In comparison, the ASD of the induced vibration noise is 2 rad/shot. The gain is not significant, due to the poor quality of the correlation,

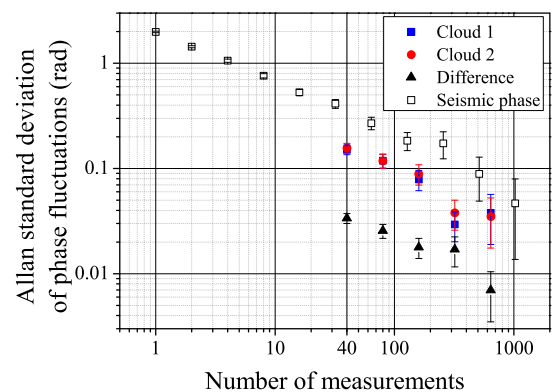


FIG. 7. Allan standard deviations of the vibration phase noise (seismic phase displayed as open squares), the individual retrieved interferometer phases (solid squares and circles), and the differential phase (diamonds). Total interferometer time: $2T = 120$ ms.

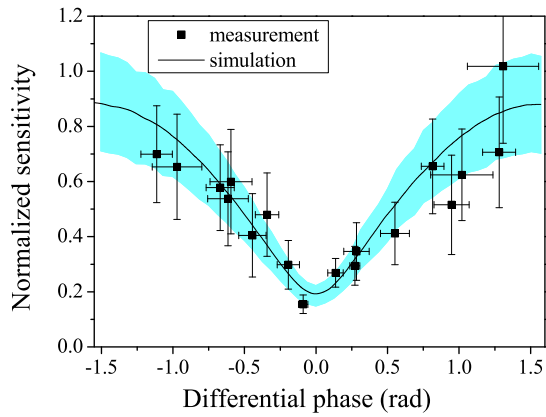


FIG. 8. Sensitivity of the differential phase extraction as a function of the extracted differential phase. The points represent the results of the measurements. The line corresponds to the result of the numerical simulation, and the shaded area to its uncertainty for a finite number of 4000 data samples.

as can be seen in Fig. 5. Despite this, the ASD of the differential phase is significantly less, about 33 mrad/packet (or equivalently 208 mrad/shot), and lies not far from the limit set by our detection noise (120 mrad/shot on the differential measurement). This puts into evidence the existence of strong correlations between the values of the fitted phases for the two interferometers, which are suppressed when taking their difference. From [32], we expect this correlation, and thus the rejection of the common mode vibration noise, to decrease when the differential phase increases. We have investigated this loss of sensitivity by repeating this analysis for different differential phases in a range from -1.5 to 1.5 rad (this range corresponds to a variation of the current in the bias coils of 10%). Figure 8 displays the sensitivity of the differential phase extraction we obtain as a function of the differential phase. In order to highlight the effect of this correlation, this sensitivity is normalized by the one we would expect in the absence of any correlation between the two interferometer phases, which correspond to the quadratic sum of the sensitivities σ_i obtained individually: $\sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}$. We indeed observe that the sensitivity reaches its best level for in-phase interferometers.

The results are compared with numerical simulations, which we take as representative as possible of the experiment. In these simulations, we generate the transition probabilities of the two interferometers by randomly drawing the vibration phase estimated by the seismometer $\Phi_{\text{vib},S}$ in a Gaussian distribution. We use for the contrasts of the two interferometers the average values of the fitted contrasts, 10% and 6%. We add to the transition probabilities uncorrelated Gaussian detection noises with standard deviation $\sigma_P = 3 \times 10^{-3}$, equal to the measured detection noise. We also randomly draw $\delta\Phi_{\text{vib}}$, the difference between the vibration phase Φ_{vib} and its estimate $\Phi_{\text{vib},S}$, in a Gaussian distribution. The standard deviation of $\delta\Phi_{\text{vib}}$ is adjusted so as to obtain the same sensitivity of 1 rad/shot as in the measurements when extracting the individual phases from the simulated data using the method described above. This adjustment corresponds to a standard deviation of $\delta\Phi_{\text{vib}}$ of 620 mrad/shot. We then repeat the

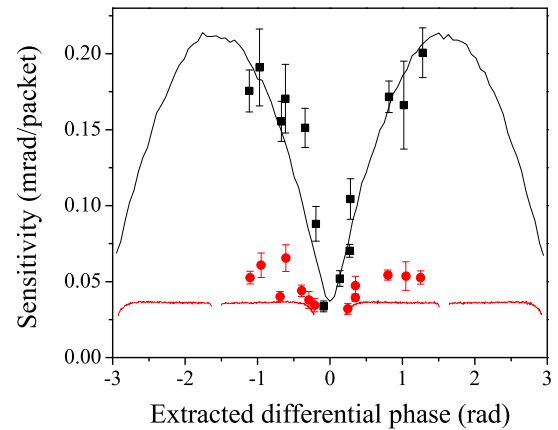


FIG. 9. Comparison with the ellipse-fitting technique. Points display the results of the measurements (squares, our method; circles, ellipse fitting) and lines of the simulation [black line, our method; red (light gray) line, ellipse fitting].

simulations for various differential phases, and the normalized sensitivity we obtain in the simulation for the extraction of the differential phase is displayed in Fig. 8 as a line. The shaded area corresponds to the uncertainty in the estimation of the Allan standard deviations, given that the number of data samples in the measurements is finite. This confidence area is estimated from the dispersion of the results obtained when repeating numerical simulations with different sets of random draws and with the same number of data samples as for the measurements (typically 4000 measured samples for each differential phase, to be compared with the 500 000 draws generated to calculate the normalized sensitivity displayed as a line). We find a perfect agreement between the experimental results and the corresponding simulation, given that most of our measurements lie in the shaded confidence area and that the uncertainties in the measured sensitivities match the width of the simulated confidence area.

We finally compare the technique studied here with the direct fit of the ellipse, using the same fitting procedure as [26], both in the measurements and in the simulations. Figure 9 displays the sensitivities of the differential phase (not normalized here) obtained with these measurements, displayed as points, and with the simulations, displayed as lines. For a quantitative match between experiments and simulation, we had for this simulation to decrease the amplitude of the vibration noise measured by the seismometer $\sigma_{\Phi_{\text{vib},S}}$ from 2 to 1.8 rad (the latter value corresponding to an average amplitude over all the measurements of the measured seismic noise, which fluctuates from one measurement to the other) and to increase the amplitude of $\sigma_{\delta\Phi_{\text{vib}}}$ to 0.86 rad.

With respect to the method presented here, the ellipse-fitting technique rejects better the common vibration noise. Its sensitivity does not depend on the value of the differential phase and equals the optimal sensitivity we obtain with our method for a null differential phase. On the other hand, the simulations show that the ellipse-fitting technique leads to a biased differential phase, whereas our method is in principle unbiased. Also, by contrast with our method, the ellipse-fitting routine cannot extract differential phases close to zero [26]

and suffers from ambiguities in the determination of the differential phase, which complicates the extraction, especially close to $\pi/2$. This explains the discontinuities of the red line in Fig. 9. Finally, one can note significant deviations of the measurements from the simulation for the ellipse fitting. We attribute these mismatches to variations from one measurement to the other of the detection noise, due to changes in the contrast of the interferometers and in the number of detected atoms.

Assessing experimentally our ability to extract the differential phase accurately, as claimed in Ref. [32], requires a method for varying this differential phase in an accurate way. This cannot easily be realized with magnetic field gradient phase shifts. An alternative method consists in changing the frequencies of the Raman lasers at the second pulse, such as demonstrated in Ref. [38].

IV. CONCLUSION

We have performed the experimental validation of the method proposed in Ref. [32] for extracting the differential phase in dual atom interferometers. The experiment was performed on an atom gradiometer setup, consisting of two simultaneous atom gravimeters separated along the vertical direction. We have exploited the correlations between the individual noisy measurements of each interferometer and the estimates of the phase noise introduced by parasitic ground vibrations to determine the individual phases of each interferometer, out of which the differential phase is straightforwardly obtained. We find that the sensitivity of the differential phase

extraction is optimal, and close to the limit set by the detection noise, when the two interferometers are in phase. We have finally briefly compared this method with the simple and more often used ellipse-fitting method. A thorough comparison with other techniques would be of interest, but lies beyond the scope of this paper. In the future, we will demonstrate the accuracy of this method, thanks to the fine tuning of the differential phase obtained by changing the frequency of the Raman lasers at the central π pulse. As shown in Ref. [39] and pointed out in Ref. [40], with a specific adjustment of this frequency change and thus of the corresponding Raman wave vector, the gradiometer differential phase can be compensated, which allows for a precise determination of the gravity gradient independently of the gradiometric baseline. Our method for extracting the differential phase thus appears perfectly suited to the implementation of this compensation technique since it works best for a null differential phase.

ACKNOWLEDGMENTS

This work was supported by CNES (Grant No. R&T R-S15/SU-0001-048), by DGA (Gradiom project), by the “Domaine d’Intérêt Majeur” NanoK of the Région Ile-de-France, by the CNRS program “Gravitation, Références, Astronomie, Métrologie” (PN-GRAM) co-funded by CNES and by the LABEX Cluster of Excellence FIRST-TF (Grant No. ANR-10-LABX-48-01), within the Program “Investissements d’Avenir” operated by the French National Research Agency (ANR). M.L. thanks Muquans for financial support.

M.L. and R.C. contributed equally to this work.

-
- [1] Ch. J. Bordé, *Phys. Lett. A* **140**, 10 (1989).
 - [2] Z.-K. Hu, B.-L. Sun, X.-C. Duan, M.-K. Zhou, L.-L. Chen, S. Zhan, Q.-Z. Zhang, and J. Luo, *Phys. Rev. A* **88**, 043610 (2013).
 - [3] P. Gillot, O. Francis, A. Landragin, F. P. dos Santos, and S. Merlet, *Metrologia* **51**, L15 (2014).
 - [4] C. Freier, M. Hauth, V. Schkolnik, B. Leykauf, M. Schilling, H. Wziontek, H.-G. Scherneck, J. Müller, and A. Peters, *J. Phys. Conf. Ser.* **723**, 012050 (2016).
 - [5] I. Dutta, D. Savoie, B. Fang, B. Venon, C. L. Garrido Alzar, R. Geiger, and A. Landragin, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 183003 (2016).
 - [6] J. Le Gouët, T. E. Mehlstäubler, J. Kim, S. Merlet, A. Clairon, A. Landragin, and F. P. Dos Santos, *Appl. Phys. B* **92**, 133 (2008).
 - [7] J. M. Hensley, A. Peters, and S. Chu, *Rev. Sci. Instrum.* **70**, 2735 (1999).
 - [8] M.-K. Zhou, Z.-K. Hu, X.-C. Duan, B.-L. Sun, L.-L. Chen, Q.-Z. Zhang, and J. Luo, *Phys. Rev. A* **86**, 043630 (2012).
 - [9] M. Hauth, C. Freier, V. Schkolnik, A. Senger, M. Schmidt, and A. Peters, *Appl. Phys. B* **113**, 49 (2013).
 - [10] S. Merlet, J. Le Gouët, Q. Bodart, A. Clairon, A. Landragin, F. P. Dos Santos, and P. Rouchon, *Metrologia* **46**, 87 (2009).
 - [11] J. Lautier, L. Volodimer, T. Hardin, S. Merlet, M. Lours, F. P. Dos Santos, and A. Landragin, *Appl. Phys. Lett.* **105**, 144102 (2014).
 - [12] J. M. McGuirk, G. T. Foster, J. B. Fixler, M. J. Snadden, and M. A. Kasevich, *Phys. Rev. A* **65**, 033608 (2002).
 - [13] F. Sorrentino, Q. Bodart, L. Cacciapuoti, Y.-H. Lien, M. Prevedelli, G. Rosi, L. Salvi, and G. M. Tino, *Phys. Rev. A* **89**, 023607 (2014).
 - [14] J. B. Fixler, G. T. Foster, J. M. McGuirk, and M. A. Kasevich, *Science* **315**, 74 (2007).
 - [15] G. Rosi, F. Sorrentino, L. Cacciapuoti, M. Prevedelli, and G. M. Tino, *Nature (London)* **510**, 518 (2014).
 - [16] T. L. Gustavson, P. Bouyer, and M. A. Kasevich, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2046 (1997).
 - [17] B. Canuel, F. Leduc, D. Holleville, A. Gauguier, J. Fils, A. Virdis, A. Clairon, N. Dimarcq, Ch. J. Bordé, A. Landragin, and P. Bouyer, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 010402 (2006).
 - [18] P. Berg, S. Abend, G. Tackmann, C. Schubert, E. Giese, W. P. Schleich, F. A. Narducci, W. Ertmer, and E. M. Rasel, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 063002 (2015).
 - [19] S. Dimopoulos, P. W. Graham, J. M. Hogan, and M. A. Kasevich, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 111102 (2007).
 - [20] A. Bonnin, N. Zahzam, Y. Bidet, and A. Bresson, *Phys. Rev. A* **88**, 043615 (2013).
 - [21] D. Aguilera *et al.*, *Classical Quantum Gravity* **31**, 115010 (2014).
 - [22] P. Delva, M. C. Angonin, and P. Tournenc, *Phys. Lett. A* **357**, 249 (2006).

- [23] G. M. Tino and F. Vetrano, *Classical Quantum Gravity* **24**, 2167 (2007).
- [24] S. Dimopoulos, P. W. Graham, J. M. Hogan, M. A. Kasevich, and S. Rajendran, *Phys. Rev. D* **78**, 122002 (2008).
- [25] P. W. Graham, J. M. Hogan, M. A. Kasevich, and S. Rajendran, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 171102 (2013).
- [26] G. T. Foster, J. B. Fixler, J. M. McGuirk, and M. A. Kasevich, *Opt. Lett.* **27**, 951 (2002).
- [27] J. K. Stockton, X. Wu, and M. A. Kasevich, *Phys. Rev. A* **76**, 033613 (2007).
- [28] G. Varoquaux, R. A. Nyman, R. Geiger, P. Cheinet, A. Landragin, and P. Bouyer, *New J. Phys.* **11**, 113010 (2009).
- [29] X. Chen, J. Zhong, H. Song, L. Zhu, J. Wang, and M. Zhan, *Phys. Rev. A* **90**, 023609 (2014).
- [30] G. Rosi, L. Cacciapuoti, F. Sorrentino, M. Menchetti, M. Prevedelli, and G. M. Tino, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 013001 (2015).
- [31] A. Bonnin, N. Zahzam, Y. Bidet, and A. Bresson, *Phys. Rev. A* **92**, 023626 (2015).
- [32] F. P. Dos Santos, *Phys. Rev. A* **91**, 063615 (2015).
- [33] B. Barrett, L. Antoni-Micollier, L. Chichet, B. Battelier, P.-A. Gominet, A. Bertoldi, P. Bouyer, and A. Landragin, *New J. Phys.* **17**, 085010 (2015).
- [34] M. Cadoret, E. de Mirandes, P. Cladé, S. Guellati-Khélifa, C. Schwob, F. Nez, L. Julien, and F. Biraben, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 230801 (2008).
- [35] M. Kasevich and S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 181 (1991).
- [36] S. Merlet, L. Volodimer, M. Lours, and F. P. Dos Santos, *Appl. Phys. B* **117**, 749 (2014).
- [37] P. Cheinet, B. Canuel, F. P. Dos Santos, A. Gauguier, F. Leduc, and A. Landragin, *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **57**, 1141 (2008).
- [38] G. W. Biedermann, X. Wu, L. Deslauriers, S. Roy, C. Mahadeswaraswamy, and M. A. Kasevich, *Phys. Rev. A* **91**, 033629 (2015).
- [39] A. Roura, *Phys. Rev. Lett.* **118**, 160401 (2017).
- [40] G. Rosi, [arXiv:1702.01608](https://arxiv.org/abs/1702.01608) [*Metrologia* (to be published)].

ANNEXE C

CONSTANTES PHYSIQUES

Dans ce manuscrit j'ai utilisé certaines constantes, universelles, liées au rubidium 87 et astronomiques. Ces valeurs sont récapitulées ici.

Nom	Symbole	Valeur	Unité
Constante gravitationnelle	G	$6,674\,08(31)\cdot 10^{-11}$	$\text{m}^3\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{s}^{-2}$
Célérité	c	$2,997\,924\,58\cdot 10^8$	$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$
Constante de Planck réduite	\hbar	$1,054\,571\,800(13)\cdot 10^{-34}$	J.s
Magnéton de Bohr	μ_B	$9,274\,009\,994(57)\cdot 10^{-26}$	$\text{J}\cdot\text{T}^{-1}$
Perméabilité magnétique du vide	μ_0	$4\pi\cdot 10^{-7}$	$\text{T}\cdot\text{m}\cdot\text{A}^{-1}$
Constante de Boltzmann	k_B	$1,380\,648\,52(79)\cdot 10^{-23}$	$\text{J}\cdot\text{K}^{-1}$

TABLE C.1 – Constantes universelles, extraites de [5].

Nom	Symbole	Valeur	Unité
Numéro atomique	Z	37	
Abondance naturelle	$\eta(^{87}\text{Rb})$	27,83(2)	%
Masse du rubidium 87	m	$1,443\,160\,648(72)\cdot 10^{-25}$	kg
Écart hyperfin $ S_{1/2}\rangle$	ω_{HFS}	6,834 682 610 904 290(90)	GHz
Effet Zeeman quadratique	$\delta\omega_{HFS}/B^2$	$2\pi \cdot 575,75$	$\text{Hz}\cdot\text{G}^{-2}$
Facteur de Landé de spin	g_S	2,002 319 304 362 2(15)	
Facteur de Landé orbital	g_L	0,999 993 69	
Facteur de Landé de la structure fine	$g_J(5^2S_{1/2})$	2,002 331 13(20)	
	$g_J(5^2P_{1/2})$	0,666	
	$g_J(5^2P_{3/2})$	1,336 2	
Facteur de Landé de la structure hyperfine	$g_F(F=1)$	-1/2	
	$g_F(F=2)$	1/2	
Facteur de Landé nucléaire	g_I	-0,000 995 141 4(10)	

TABLE C.2 – Grandeurs physiques du rubidium 87, extraites de [54].

Nom	Symbole	Valeur	Unité
Longueur d'onde	λ	780,241 209 686(13)	nm
Vitesse de recul	v_r	5,884 5	mm.s ⁻¹
Fréquence de recul	ω_r	$2\pi \cdot 15,083\ 9$	kHz
Température de recul	T_r	361,96	nK
Largeur de raie	Γ	$2\pi \cdot 6,066\ 6(18)$	MHz
Intensité de saturation (σ^\pm)	I_{sat}	1,669 33(35)	mW.cm ⁻²

TABLE C.3 – Transition D2 du rubidium 87, extraites de [54].

Nom	Symbole	Valeur	Unité
Masse de la Terre	M_\oplus	$5,912\ 2(6) \cdot 10^{24}$	kg
Rayon équatorial de la Terre	R_E	$6,378\ 136\ 6(1) \cdot 10^6$	m
Vitesse de rotation de la Terre	Ω_\oplus	$7,292\ 115 \cdot 10^{-5}$	rad.s ⁻¹

TABLE C.4 – Constantes astronomiques, extraites de [104].

Nom	Unités
Accélération	$1\ \text{Gal} = 10^{-2}\ \text{m.s}^{-2}$
Gradient d'accélération	$1\ \text{E} = 10^{-9}\ \text{Gal.cm}^{-1} = 10^{-9}\ \text{s}^{-2}$
Intensité de champ magnétique	$1\ \text{G} = 10^{-4}\ \text{T}$
Température	$1\ ^\circ\text{C} = 1\ \text{K} + 273,15$
Fréquence	$1\ \text{Hz} = 1\ \text{s}^{-1}$
Pression	$1\ \text{Torr} = 1,33\ \text{mbar} = 1,33 \cdot 10^2\ \text{Pa}$

TABLE C.5 – Conversion des unités utilisées.

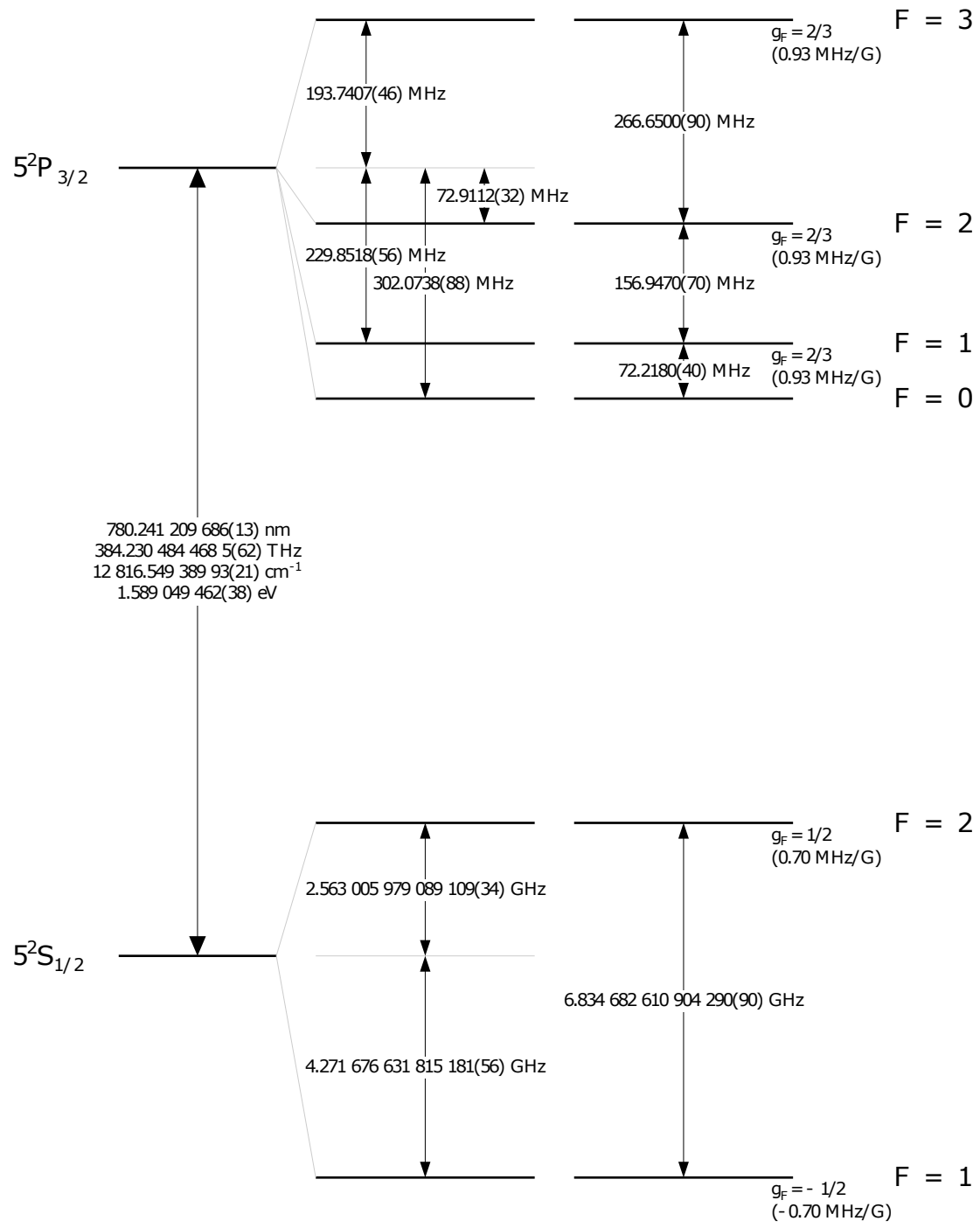


FIGURE C.1 – Transitions hyperfines D2 du rubidium 87, extraites de [54].

ANNEXE D

CODE DE SIMULATION DE CHAMPS MAGNÉTIQUES

J'ai écrit en langage Python pour simuler les champs magnétiques générés par différentes bobines et structures de puce et calculer les valeurs dont nous avons besoin.

Le programme nous permet de choisir quelles bobines et/ou structures de puces nous voulons utiliser ainsi que leurs paramètres intrinsèques. Il calcule le champ créé par une spire circulaire hors d'axe et le somme dans l'espace sur l'ensemble des spires de la bobine. Il calcule aussi le champ créé par une spire rectangulaire hors d'axe et le somme sur l'ensemble des spires de la bobine. Concernant les structures de puce, le champ est calculé pour des fils et des distances très proches des fils. Suivant les structures utilisées, des fils droits sont additionnés à différentes positions et orientations, comme pour une structure en Z, I, X, U et H.

Ensuite, les champs des différentes bobines et structures de puce sont orientés suivant le référentiel choisi puis ils sont sommés. Le gradient et la courbure du champ magnétique sommé sont calculés ainsi que la fréquence de piégeage, le minimum et le maximum de champ.

En sortie, le programme représente sur trois dimensions l'amplitude du champ magnétique dans deux plans différents, avec les dessins des structures de puce utilisées. L'amplitude du champ magnétique est aussi représentée sur deux dimensions dans deux plans différents avec les dessins des structures de puce. Et dernièrement sur une dimension sont représentés sur les trois axes le champ magnétique, le gradient de champ et la courbure de champ. La valeur du minimum de champ magnétique ainsi que sa position est donnée, ainsi que les valeurs des gradients et des fréquences de piégeage.

Ce programme permet une grande souplesse d'utilisation avec un large panel de paramètres à régler ainsi qu'une représentation visuelle. Ce qui permet d'optimiser facilement les différentes étapes de la séquence de piégeage sur puce.

Le programme est recopié en entier ci-après.


```

1
2 """Program to calculate the magnetic field generate by a coil and an atom
   chip."""
3
4 #Import some functions:
5 import numpy as np
6 from scipy import special as sp
7 import matplotlib.pyplot as plt
8 import matplotlib.ticker as mtick
9 from matplotlib import cm
10 from mpl_toolkits.mplot3d import Axes3D
11 import matplotlib.patches as patches
12
13
14 """ INITIALISATION: """
15
16
17 """Define the work-space: """
18
19 l = 2/2. #Half-length of the space, in mm.
20 n = 40+1 #Number of point per axis.
21
22 Round_coil = 0 #Enable round coils.
23 SquareMOT_coil = 1 #Enable square MOT coils.
24 Square_coil = 1 #Enable square coils.
25 Zb_wire = 0 #Enable big Z wire.
26 Zs_wire = 1 #Enable small Z wire.
27 I_wires = 1 #Enable I wires.
28 X_wire = 0 #Enable X wires.
29 U_wire = 0 #Enable U wire.
30 U_meso = 0 #Enable U mesoscopic wires.
31 H_meso = 0 #Enable H mesoscopic wires.
32
33 xoff = 0.00 #Offset on x position.
34 yoff = -4.6 #Offset on y position.
35 zoff = 0.00 #Offset on z position.
36
37 X = np.linspace(-l+xoff, l+xoff, n) #Coordinate vector on the x axis.
38 Y = np.linspace(-l+yoff, l+yoff, n) #Coordinate vector on the y axis.
39 Z = np.linspace(-l+zoff, l+zoff, n) #Coordinate vector on the z axis.
40 theta = np.linspace(0, 2*np.pi, n) #Angle.
41
42 x,y,z = np.meshgrid(X,Y,Z) #3D matrice of vector.
43 r = np.hypot(y,z) #Radial coordinate.
44
45
46 """Parameters of the coils: """
47
48 #Round constant field coils:
49 R1 = 82/2 #Radius of the coils, in mm.
50 nw1 = 11 #Number of turns in width.
51 nh1 = 5 #Number of turns in height.
52 I1 = 0.4 #Coil current, in A.
53 D1 = 134/2 #Distance of the coils from the center, in mm.
54 H1 = +1 #Coil configuration: +1=Helmholtz, -1=anti-Helmholtz.

```

```

55
56 #Rectangle MOT & constant field coils:
57 A2 = 192/2           #First half-side of the coils , in mm.
58 B2 = 237/2           #Second half-side of the coils , in mm.
59 nw2 = 20             #Number of turns in width.
60 nh2 = 11             #Number of turns in height.
61 I2 = 0.54           #Coil current , in A.
62 D2 = 56/2           #Distance of the coils from the center , in mm.
63 H2 = +1             #Coil configuration: +1=Helmholtz , -1=anti-Helmholtz.
64
65 #rectangle constant field coils:
66 A3 = 256/2           #First half-side of the second coils , in mm.
67 B3 = 258/2           #Second half-side of the second coils , in mm.
68 nw3 = 18            #Number of turns in width.
69 nh3 = 10            #Number of turns in height.
70 I3 = 0.75           #Coil current , in A.
71 D3 = 62.5/2         #Distance of the coils from the center , in mm.
72 H3 = +1             #Coil configuration: +1=Helmholtz , -1=anti-Helmholtz.
73
74 d = 1.5             #Wire diameter of all coils , in mm.
75
76 ""Parameters of the chip: ""
77
78 Dyc = 5.007         #Distance from the center on the y-axis , in mm.
79 hc = 0.004/2       #Half-height of the wires , in mm.
80
81 #Z big wire for trapping:
82 A4 = 10/2           #Half-length of the vertical wires , in mm.
83 B4 = 9.5/2          #Half-length of the horizontal wire , in mm.
84 w4 = 0.5/2          #Half-width of the wires , in mm.
85 I4 = -3             #Wire current , in A.
86 Dz4 = 0.475        #Distance from the center on the z-axis , in mm.
87 Dx4 = 0.475        #Distance from the center on the x-axis , in mm.
88
89 #Z small wire for trapping:
90 A5 = 10/2           #Half-length of the vertical wires , in mm.
91 B5 = 9.5/2          #Half-length of the horizontal wire , in mm.
92 w5 = 0.05/2        #Half-width of the wires , in mm.
93 I5 = -3             #Wire current , in A.
94 Dz5 = 0             #Distance from the center on the z-axis , in mm.
95 Dx5 = 0             #Distance from the center on the x-axis , in mm.
96
97 #I wire for confinement:
98 A6 = 20/2           #Half-length of the vertical wires , in mm.
99 B6 = 12.1/2         #Half-distance between the wires , in mm.
100 w6 = 0.8/2         #Half-width of the wires , in mm.
101 I6 = -3             #Wires current , in A.
102 Dz6 = 0            #Distance from the center on the z-axis , in mm.
103
104 #X wire for trapping:
105 A14 = 10/2          #Half-length of the vertical wires , in mm.
106 B14 = 10/2          #Half-length of the horizontal wire , in mm.
107 w14 = 0.3/2        #Half-width of the wires , in mm.
108 I14 = -3           #Wire current , in A.
109 Dz14 = 0           #Distance from the center on the z-axis , in mm.

```

```

110
111 #U wire for 3D MOT trapping:
112 A15 = 9/2           #Half-length of the vertical wires , in mm.
113 B15 = 6.75/2       #Half-length of the horizontal wire , in mm.
114 w15 = 0.8/2        #Half-width of the wires , in mm.
115 I15 = -3           #Wire current , in A.
116 Dz15 = 1.325       #Distance from the center on the z-axis , in mm.
117
118 ""Parameters of the mesoscopic wires: ""
119
120 Dym = 6.26          #Distance from the center on the y-axis , in mm.
121 hm = 0.89/2        #Half-height of the wires , in mm.
122 wm = 0.89/2        #Half-width of the wires , in mm.
123
124 #U mesoscopic wire:
125 Im = -9.9          #Wires current , in A.
126
127 #U mesoscopic wire 1:
128 A7 = 24.8/2        #Half-length of the vertical wires , in mm.
129 B7 = 29.5/2        #Half-length of the horizontal wire , in mm.
130 Dz7 = 4.8          #Distance from the center on the z-axis , in mm.
131
132 #U mesoscopic wire 2:
133 A8 = 25./2         #Half-length of the vertical wires , in mm.
134 B8 = 31.7/2        #Half-length of the horizontal wire , in mm.
135 Dz8 = 3.6          #Distance from the center on the z-axis , in mm.
136
137 #U mesoscopic wire 3:
138 A9 = 25.2/2        #Half-length of the vertical wires , in mm.
139 B9 = 33.9/2        #Half-length of the horizontal wire , in mm.
140 Dz9 = 2.4          #Distance from the center on the z-axis , in mm.
141
142 #U mesoscopic wire 4:
143 A10 = 25.8/2       #Half-length of the vertical wires , in mm.
144 B10 = 36.1/2       #Half-length of the horizontal wire , in mm.
145 Dz10 = 1.2         #Distance from the center on the z-axis , in mm.
146
147 #U mesoscopic wire 5:
148 A11 = 26./2        #Half-length of the vertical wires , in mm.
149 B11 = 38.3/2       #Half-length of the horizontal wire , in mm.
150 Dz11 = -1.2        #Distance from the center on the z-axis , in mm.
151
152 #U mesoscopic wire 6:
153 A12 = 26.2/2       #Half-length of the vertical wires , in mm.
154 B12 = 40.5/2       #Half-length of the horizontal wire , in mm.
155 Dz12 = -2.4        #Distance from the center on the z-axis , in mm.
156
157 #H mesoscopic wire:
158 A13 = 57.5/2       #Half-length of the vertical wires , in mm.
159 B13 = 34/2         #Half-length of the horizontal wire , in mm.
160 C13 = 24/2         #Half-length between the vertical wires , in mm.
161 I13 = -10          #Wire current , in A.
162 Dz13 = 0.          #Distance from the center on the z-axis , in mm.
163
164

```

```

165
166 """ CALCUL OF THE MAGNETIC FIELDS: """
167
168
169 """ Calculate the magnetic field generate by round coils: """
170
171 def Round_coils(nw,nh,R,D,I,H):      #Create a callable function.
172
173     #Fields initialisation:
174     Bx1 = 0
175     Br1 = 0
176     Bx2 = 0
177     Br2 = 0
178
179     for i in range(nw):              #Sum the turns of the coils on the width.
180         for j in range(nh):          #Sum the turns of the coils on the height.
181
182             #First coil:
183
184             m = 4*(R+(.5+j)*d)*r / ( (R+(.5+j)*d+r)**2 + (D+(.5+i)*d+x)**2
185         ) #Parameter.
186         K = sp.ellipk(m)             #Complete elliptic integral of the first
187     kind.
188         E = sp.ellipe(m)             #Complete elliptic integral of the second
189     kind.
190
191         Bx1 += I*2 / (               #Longitudinal magnetic field of the fisrt
192     coil.
193         np.hypot( R+(.5+j)*d+r, D+(.5+i)*d+x ) ) *( K + E *(
194         (R+(.5+j)*d)**2 - r**2 - (D+(.5+i)*d+x)**2 ) / (
195         (R+(.5+j)*d-r)**2 + (D+(.5+i)*d+x)**2 ) )
196
197         Br1 += I*2 *( D+(.5+i)*d+x ) / ( #Radial magnetic field of
198     the fisrt coil.
199         r*np.hypot( R+(.5+j)*d+r, D+(.5+i)*d+x ) ) *( -K + E *(
200         (R+(.5+j)*d)**2 + r**2 + (D+(.5+i)*d+x)**2 ) / (
201         (R+(.5+j)*d-r)**2 + (D+(.5+i)*d+x)**2 ) )
202
203             #Second coil:
204
205             m = 4*(R+(.5+j)*d)*r / ( (R+(.5+j)*d+r)**2 + (-D-(.5+i)*d+x)**2
206         ) #Parameter.
207         K = sp.ellipk(m)             #Complete elliptic integral of the first
208     kind.
209         E = sp.ellipe(m)             #Complete elliptic integral of the second
210     kind.
211
212         Bx2 += H*I*2 / (             #Longitudinal magnetic field of the second
213     coil.
214         np.hypot( R+(.5+j)*d+r, -D-(.5+i)*d+x ) ) *( K + E *(
215         (R+(.5+j)*d)**2 - r**2 - (-D-(.5+i)*d+x)**2 ) / (
216         (R+(.5+j)*d-r)**2 + (-D-(.5+i)*d+x)**2 ) )
217
218         Br2 += H*I*2 *( -D-(.5+i)*d+x ) / ( #Radial magnetic field of

```

```

the second coil.
211         r * np.hypot( R+(.5+j)*d+r , -D-(.5+i)*d+x ) ) *( -K + E *(
212         (R+(.5+j)*d)**2 + r**2 + (-D-(.5+i)*d+x)**2 ) /(
213         (R+(.5+j)*d-r)**2 + (-D-(.5+i)*d+x)**2 ) )
214
215     Br1[r==0] = 0.         #Radial magnetic field on the longitudinal axis.
216     Br2[r==0] = 0.         #Radial magnetic field on the longitudinal axis.
217
218     return Bx1, Br1, Bx2, Br2                                #Values given by the function.
219
220
221 """Calculate the magnetic field generate by square coils: """
222
223 def Square_coils(nw, nh, A, B, D, I, H):                    #Create a callable function.
224
225     #Fields initialisation:
226     Bx1 = 0
227     By1 = 0
228     Bz1 = 0
229     Bx2 = 0
230     By2 = 0
231     Bz2 = 0
232
233     for i in range(nw):                                     #Sum the turns of the coils on the width.
234         for j in range(nh):                                 #Sum the turns of the coils on the height.
235
236             #First coil:
237
238             Bx1 += I*((                                     #Longitudinal magnetic field generate by
the fisrt coil.
239
240                 ((B+(.5+j)*d+z)/((B+(.5+j)*d+z)**2+(D+(.5+i)*d+x)**2)) *((
241                 (A+(.5+j)*d-y)/np.sqrt((A+(.5+j)*d-y)**2+(B+(.5+j)*d+z)
**2+(D+(.5+i)*d+x)**2)) +(
242                 (A+(.5+j)*d+y)/np.sqrt((A+(.5+j)*d+y)**2+(B+(.5+j)*d+z)
**2+(D+(.5+i)*d+x)**2)) ) ) +(
243
244                 ((B+(.5+j)*d-z)/((B+(.5+j)*d-z)**2+(D+(.5+i)*d+x)**2)) *((
245                 (A+(.5+j)*d-y)/np.sqrt((A+(.5+j)*d-y)**2+(B+(.5+j)*d-z)
**2+(D+(.5+i)*d+x)**2)) +(
246                 (A+(.5+j)*d+y)/np.sqrt((A+(.5+j)*d+y)**2+(B+(.5+j)*d-z)
**2+(D+(.5+i)*d+x)**2)) ) ) +(
247
248                 ((A+(.5+j)*d+y)/((A+(.5+j)*d+y)**2+(D+(.5+i)*d+x)**2)) *((
249                 (B+(.5+j)*d-z)/np.sqrt((A+(.5+j)*d+y)**2+(B+(.5+j)*d-z)
**2+(D+(.5+i)*d+x)**2)) +(
250                 (B+(.5+j)*d+z)/np.sqrt((A+(.5+j)*d+y)**2+(B+(.5+j)*d+z)
**2+(D+(.5+i)*d+x)**2)) ) ) +(
251
252                 ((A+(.5+j)*d-y)/((A+(.5+j)*d-y)**2+(D+(.5+i)*d+x)**2)) *((
253                 (B+(.5+j)*d-z)/np.sqrt((A+(.5+j)*d-y)**2+(B+(.5+j)*d-z)
**2+(D+(.5+i)*d+x)**2)) +(
254                 (B+(.5+j)*d+z)/np.sqrt((A+(.5+j)*d-y)**2+(B+(.5+j)*d+z)
**2+(D+(.5+i)*d+x)**2)) ) ) )
255

```

```

256     By1 += I*((           #Horizontal magnetic field generate by the
    fisrt coil.
257
258         ((D+(.5+i)*d+x)/((A+(.5+j)*d-y)**2+(D+(.5+i)*d+x)**2)) *((
259         (B+(.5+j)*d-z)/np.sqrt((A+(.5+j)*d-y)**2+(B+(.5+j)*d-z)
    **2+(D+(.5+i)*d+x)**2)) +(
260         (B+(.5+j)*d+z)/np.sqrt((A+(.5+j)*d-y)**2+(B+(.5+j)*d+z)
    **2+(D+(.5+i)*d+x)**2)) ) ) -(
261
262         ((D+(.5+i)*d+x)/((A+(.5+j)*d+y)**2+(D+(.5+i)*d+x)**2)) *((
263         (B+(.5+j)*d-z)/np.sqrt((A+(.5+j)*d+y)**2+(B+(.5+j)*d-z)
    **2+(D+(.5+i)*d+x)**2)) +(
264         (B+(.5+j)*d+z)/np.sqrt((A+(.5+j)*d+y)**2+(B+(.5+j)*d+z)
    **2+(D+(.5+i)*d+x)**2)) ) ) )
265
266     Bz1 += I*((           #Vertical magnetic field generate by the
    fisrt coil.
267
268         ((D+(.5+i)*d+x)/((B+(.5+j)*d-z)**2+(D+(.5+i)*d+x)**2)) *((
269         (A+(.5+j)*d-y)/np.sqrt((A+(.5+j)*d-y)**2+(B+(.5+j)*d-z)
    **2+(D+(.5+i)*d+x)**2)) +(
270         (A+(.5+j)*d+y)/np.sqrt((A+(.5+j)*d+y)**2+(B+(.5+j)*d-z)
    **2+(D+(.5+i)*d+x)**2)) ) ) -(
271
272         ((D+(.5+i)*d+x)/((B+(.5+j)*d+z)**2+(D+(.5+i)*d+x)**2)) *((
273         (A+(.5+j)*d-y)/np.sqrt((A+(.5+j)*d-y)**2+(B+(.5+j)*d+z)
    **2+(D+(.5+i)*d+x)**2)) +(
274         (A+(.5+j)*d+y)/np.sqrt((A+(.5+j)*d+y)**2+(B+(.5+j)*d+z)
    **2+(D+(.5+i)*d+x)**2)) ) ) )
275
276
277     #Second coil:
278
279     Bx2 += H*I*((           #Longitudinal magnetic field generate by
    the second coil.
280
281         ((B+(.5+j)*d+z)/((B+(.5+j)*d+z)**2+(-D-(.5+i)*d+x)**2)) *((
282         (A+(.5+j)*d-y)/np.sqrt((A+(.5+j)*d-y)**2+(B+(.5+j)*d+z)
    **2+(-D-(.5+i)*d+x)**2)) +(
283         (A+(.5+j)*d+y)/np.sqrt((A+(.5+j)*d+y)**2+(B+(.5+j)*d+z)
    **2+(-D-(.5+i)*d+x)**2)) ) ) +(
284
285         ((B+(.5+j)*d-z)/((B+(.5+j)*d-z)**2+(-D-(.5+i)*d+x)**2)) *((
286         (A+(.5+j)*d-y)/np.sqrt((A+(.5+j)*d-y)**2+(B+(.5+j)*d-z)
    **2+(-D-(.5+i)*d+x)**2)) +(
287         (A+(.5+j)*d+y)/np.sqrt((A+(.5+j)*d+y)**2+(B+(.5+j)*d-z)
    **2+(-D-(.5+i)*d+x)**2)) ) ) +(
288
289         ((A+(.5+j)*d+y)/((A+(.5+j)*d+y)**2+(-D-(.5+i)*d+x)**2)) *((
290         (B+(.5+j)*d-z)/np.sqrt((A+(.5+j)*d+y)**2+(B+(.5+j)*d-z)
    **2+(-D-(.5+i)*d+x)**2)) +(
291         (B+(.5+j)*d+z)/np.sqrt((A+(.5+j)*d+y)**2+(B+(.5+j)*d+z)
    **2+(-D-(.5+i)*d+x)**2)) ) ) +(
292
293         ((A+(.5+j)*d-y)/((A+(.5+j)*d-y)**2+(-D-(.5+i)*d+x)**2)) *((

```

```

294         (B+(.5+j)*d-z)/np.sqrt((A+(.5+j)*d-y)**2+(B+(.5+j)*d-z)
**2+(-D-(.5+i)*d+x)**2)) +(
295         (B+(.5+j)*d+z)/np.sqrt((A+(.5+j)*d-y)**2+(B+(.5+j)*d+z)
**2+(-D-(.5+i)*d+x)**2)) ) ) )
296
297     By2 += H*I*((           #Horizontal magnetic field generate by the
second coil.
298
299         ((-D-(.5+i)*d+x)/((A+(.5+j)*d-y)**2+(-D-(.5+i)*d+x)**2))
* ((
300         (B+(.5+j)*d-z)/np.sqrt((A+(.5+j)*d-y)**2+(B+(.5+j)*d-z)
**2+(-D-(.5+i)*d+x)**2)) +(
301         (B+(.5+j)*d+z)/np.sqrt((A+(.5+j)*d-y)**2+(B+(.5+j)*d+z)
**2+(-D-(.5+i)*d+x)**2)) ) ) -(
302
303         ((-D-(.5+i)*d+x)/((A+(.5+j)*d+y)**2+(-D-(.5+i)*d+x)**2))
* ((
304         (B+(.5+j)*d-z)/np.sqrt((A+(.5+j)*d+y)**2+(B+(.5+j)*d-z)
**2+(-D-(.5+i)*d+x)**2)) +(
305         (B+(.5+j)*d+z)/np.sqrt((A+(.5+j)*d+y)**2+(B+(.5+j)*d+z)
**2+(-D-(.5+i)*d+x)**2)) ) ) )
306
307     Bz2 += H*I*((           #Vertical magnetic field generate by the
second coil.
308
309         ((-D-(.5+i)*d+x)/((B+(.5+j)*d-z)**2+(-D-(.5+i)*d+x)**2))
* ((
310         (A+(.5+j)*d-y)/np.sqrt((A+(.5+j)*d-y)**2+(B+(.5+j)*d-z)
**2+(-D-(.5+i)*d+x)**2)) +(
311         (A+(.5+j)*d+y)/np.sqrt((A+(.5+j)*d+y)**2+(B+(.5+j)*d-z)
**2+(-D-(.5+i)*d+x)**2)) ) ) -(
312
313         ((-D-(.5+i)*d+x)/((B+(.5+j)*d+z)**2+(-D-(.5+i)*d+x)**2))
* ((
314         (A+(.5+j)*d-y)/np.sqrt((A+(.5+j)*d-y)**2+(B+(.5+j)*d+z)
**2+(-D-(.5+i)*d+x)**2)) +(
315         (A+(.5+j)*d+y)/np.sqrt((A+(.5+j)*d+y)**2+(B+(.5+j)*d+z)
**2+(-D-(.5+i)*d+x)**2)) ) ) )
316
317     return Bx1,By1,Bz1,Bx2,By2,Bz2 #Values given by the function.
318
319
320 """Calculate the magnetic field generate by the chip: """
321
322
323 def f(xk,yk,zk):           #Integrable function obtained from the Biot
and Savart law.
324
325     f = zk*np.arctan(xk*yk/(zk*np.sqrt(xk**2+yk**2+zk**2)))-(
326         xk*np.log(yk+np.sqrt(xk**2+yk**2+zk**2)))-(
327         yk*np.log(xk+np.sqrt(xk**2+yk**2+zk**2)))
328
329     return f
330
331

```

```

332 def U_wire3D(h, w, A, B, Dy, Dz, I) :           #Create a callable function.
333
334 #Left wire:
335
336 B1x = I/(4*w*h) * (
337     - f(z+Dz+2*A, x-B+w, y+Dy-h) + f(z+Dz+2*A, x-B+w, y+Dy+h)
338     + f(z+Dz+2*A, x-B-w, y+Dy-h) - f(z+Dz+2*A, x-B-w, y+Dy+h)
339     + f(z+Dz-w, x-B+w, y+Dy-h) - f(z+Dz-w, x-B+w, y+Dy+h)
340     - f(z+Dz-w, x-B-w, y+Dy-h) + f(z+Dz-w, x-B-w, y+Dy+h) )
341
342 B1y = -I/(4*w*h) * (
343     - f(z+Dz+2*A, y+Dy-h, x-B+w) + f(z+Dz+2*A, y+Dy-h, x-B-w)
344     + f(z+Dz+2*A, y+Dy+h, x-B+w) - f(z+Dz+2*A, y+Dy+h, x-B-w)
345     + f(z+Dz-w, y+Dy-h, x-B+w) - f(z+Dz-w, y+Dy-h, x-B-w)
346     - f(z+Dz-w, y+Dy+h, x-B+w) + f(z+Dz-w, y+Dy+h, x-B-w) )
347
348 #Right wire:
349
350 B2x = -I/(4*w*h) * (
351     - f(z+Dz+2*A, x+B+w, y+Dy-h) + f(z+Dz+2*A, x+B+w, y+Dy+h)
352     + f(z+Dz+2*A, x+B-w, y+Dy-h) - f(z+Dz+2*A, x+B-w, y+Dy+h)
353     + f(z+Dz-w, x+B+w, y+Dy-h) - f(z+Dz-w, x+B+w, y+Dy+h)
354     - f(z+Dz-w, x+B-w, y+Dy-h) + f(z+Dz-w, x+B-w, y+Dy+h) )
355
356 B2y = I/(4*w*h) * (
357     - f(z+Dz+2*A, y+Dy-h, x+B+w) + f(z+Dz+2*A, y+Dy-h, x+B-w)
358     + f(z+Dz+2*A, y+Dy+h, x+B+w) - f(z+Dz+2*A, y+Dy+h, x+B-w)
359     + f(z+Dz-w, y+Dy-h, x+B+w) - f(z+Dz-w, y+Dy-h, x+B-w)
360     - f(z+Dz-w, y+Dy+h, x+B+w) + f(z+Dz-w, y+Dy+h, x+B-w) )
361
362 #Horizontal wire:
363
364 B3y = I/(4*w*h) * (
365     - f(x-B+w, y+Dy-h, z+Dz+w) + f(x-B+w, y+Dy-h, z+Dz-w)
366     + f(x-B+w, y+Dy+h, z+Dz+w) - f(x-B+w, y+Dy+h, z+Dz-w)
367     + f(x+B-w, y+Dy-h, z+Dz+w) - f(x+B-w, y+Dy-h, z+Dz-w)
368     - f(x+B-w, y+Dy+h, z+Dz+w) + f(x+B-w, y+Dy+h, z+Dz-w) )
369
370 B3z = -I/(4*w*h) * (
371     - f(z+Dz+w, x-B+w, y+Dy-h) + f(z+Dz+w, x-B+w, y+Dy+h)
372     + f(z+Dz+w, x+B-w, y+Dy-h) - f(z+Dz+w, x+B-w, y+Dy+h)
373     + f(z+Dz-w, x-B+w, y+Dy-h) - f(z+Dz-w, x-B+w, y+Dy+h)
374     - f(z+Dz-w, x+B-w, y+Dy-h) + f(z+Dz-w, x+B-w, y+Dy+h) )
375
376 #Total magnetic field:
377
378 Bx = B1x+B2x
379 By = B1y+B2y+B3y
380 Bz = B3z
381
382 return Bx, By, Bz           #Values given by the function.
383
384
385 def I_wires3D(h, w, A, B, Dy, Dz, I) :         #Create a callable function.
386

```



```

387 #Left wire:
388
389 B1x = I/(4*w*h)*(
390     - f(z+Dz+A, x-B+w, y+Dy-h) + f(z+Dz+A, x-B+w, y+Dy+h)
391     + f(z+Dz+A, x-B-w, y+Dy-h) - f(z+Dz+A, x-B-w, y+Dy+h)
392     + f(z+Dz-A, x-B+w, y+Dy-h) - f(z+Dz-A, x-B+w, y+Dy+h)
393     - f(z+Dz-A, x-B-w, y+Dy-h) + f(z+Dz-A, x-B-w, y+Dy+h) )
394
395 B1y = -I/(4*w*h)*(
396     - f(z+Dz+A, y+Dy-h, x-B+w) + f(z+Dz+A, y+Dy-h, x-B-w)
397     + f(z+Dz+A, y+Dy+h, x-B+w) - f(z+Dz+A, y+Dy+h, x-B-w)
398     + f(z+Dz-A, y+Dy-h, x-B+w) - f(z+Dz-A, y+Dy-h, x-B-w)
399     - f(z+Dz-A, y+Dy+h, x-B+w) + f(z+Dz-A, y+Dy+h, x-B-w) )
400
401 #Right wire:
402
403 B2x = I/(4*w*h)*(
404     - f(z+Dz+A, x+B+w, y+Dy-h) + f(z+Dz+A, x+B+w, y+Dy+h)
405     + f(z+Dz+A, x+B-w, y+Dy-h) - f(z+Dz+A, x+B-w, y+Dy+h)
406     + f(z+Dz-A, x+B+w, y+Dy-h) - f(z+Dz-A, x+B+w, y+Dy+h)
407     - f(z+Dz-A, x+B-w, y+Dy-h) + f(z+Dz-A, x+B-w, y+Dy+h) )
408
409 B2y = -I/(4*w*h)*(
410     - f(z+Dz+A, y+Dy-h, x+B+w) + f(z+Dz+A, y+Dy-h, x+B-w)
411     + f(z+Dz+A, y+Dy+h, x+B+w) - f(z+Dz+A, y+Dy+h, x+B-w)
412     + f(z+Dz-A, y+Dy-h, x+B+w) - f(z+Dz-A, y+Dy-h, x+B-w)
413     - f(z+Dz-A, y+Dy+h, x+B+w) + f(z+Dz-A, y+Dy+h, x+B-w) )
414
415 #Total magnetic field:
416
417 Bx = B1x+B2x
418 By = B1y+B2y
419 Bz = np.zeros_like(y)
420
421 return Bx, By, Bz #Values given by the function.
422
423
424 def Z_wire3D(h, w, A, B, Dx, Dy, Dz, I): #Create a callable function.
425
426 #Left wire:
427
428 B1x = I/(4*w*h)*(
429     - f(z+Dz+2*A, x+Dx-B+w, y+Dy-h) + f(z+Dz+2*A, x+Dx-B+w, y+Dy+h)
430     + f(z+Dz+2*A, x+Dx-B-w, y+Dy-h) - f(z+Dz+2*A, x+Dx-B-w, y+Dy+h)
431     + f(z+Dz-w, x+Dx-B+w, y+Dy-h) - f(z+Dz-w, x+Dx-B+w, y+Dy+h)
432     - f(z+Dz-w, x+Dx-B-w, y+Dy-h) + f(z+Dz-w, x+Dx-B-w, y+Dy+h) )
433
434 B1y = -I/(4*w*h)*(
435     - f(z+Dz+2*A, y+Dy-h, x+Dx-B+w) + f(z+Dz+2*A, y+Dy-h, x+Dx-B-w)
436     + f(z+Dz+2*A, y+Dy+h, x+Dx-B+w) - f(z+Dz+2*A, y+Dy+h, x+Dx-B-w)
437     + f(z+Dz-w, y+Dy-h, x+Dx-B+w) - f(z+Dz-w, y+Dy-h, x+Dx-B-w)
438     - f(z+Dz-w, y+Dy+h, x+Dx-B+w) + f(z+Dz-w, y+Dy+h, x+Dx-B-w) )
439
440 #Right wire:
441

```

```

442 B2x = I/(4*w*h)*(
443     - f(z+Dz-w, x+Dx+B+w, y+Dy-h) + f(z+Dz-w, x+Dx+B+w, y+Dy+h)
444     + f(z+Dz-w, x+Dx+B-w, y+Dy-h) - f(z+Dz-w, x+Dx+B-w, y+Dy+h)
445     + f(z+Dz-2*A, x+Dx+B+w, y+Dy-h) - f(z+Dz-2*A, x+Dx+B+w, y+Dy+h)
446     - f(z+Dz-2*A, x+Dx+B-w, y+Dy-h) + f(z+Dz-2*A, x+Dx+B-w, y+Dy+h) )
447
448 B2y = -I/(4*w*h)*(
449     - f(z+Dz+w, y+Dy-h, x+Dx+B+w) + f(z+Dz+w, y+Dy-h, x+Dx+B-w)
450     + f(z+Dz+w, y+Dy+h, x+Dx+B+w) - f(z+Dz+w, y+Dy+h, x+Dx+B-w)
451     + f(z+Dz-2*A, y+Dy-h, x+Dx+B+w) - f(z+Dz-2*A, y+Dy-h, x+Dx+B-w)
452     - f(z+Dz-2*A, y+Dy+h, x+Dx+B+w) + f(z+Dz-2*A, y+Dy+h, x+Dx+B-w) )
453
454 #Horizontal wire:
455
456 B3y = I/(4*w*h)*(
457     - f(x+Dx-B+w, y+Dy-h, z+Dz+w) + f(x+Dx-B+w, y+Dy-h, z+Dz-w)
458     + f(x+Dx-B+w, y+Dy+h, z+Dz+w) - f(x+Dx-B+w, y+Dy+h, z+Dz-w)
459     + f(x+Dx+B-w, y+Dy-h, z+Dz+w) - f(x+Dx+B-w, y+Dy-h, z+Dz-w)
460     - f(x+Dx+B-w, y+Dy+h, z+Dz+w) + f(x+Dx+B-w, y+Dy+h, z+Dz-w) )
461
462 B3z = -I/(4*w*h)*(
463     - f(z+Dz+w, x+Dx-B+w, y+Dy-h) + f(z+Dz+w, x+Dx-B+w, y+Dy+h)
464     + f(z+Dz+w, x+Dx+B-w, y+Dy-h) - f(z+Dz+w, x+Dx+B-w, y+Dy+h)
465     + f(z+Dz-w, x+Dx-B+w, y+Dy-h) - f(z+Dz-w, x+Dx-B+w, y+Dy+h)
466     - f(z+Dz-w, x+Dx+B-w, y+Dy-h) + f(z+Dz-w, x+Dx+B-w, y+Dy+h) )
467
468 #Total magnetic field:
469
470 Bx = B1x+B2x
471 By = B1y+B2y+B3y
472 Bz = B3z
473
474 return Bx, By, Bz #Values given by the function.
475
476
477 def H_wire3D(h, w, A, B, C, Dy, Dz, I): #Create a callable function.
478
479 #Left wire:
480
481 B1x = I/(4*w*h)*(
482     - f(z+Dz+A, x-C+w, y+Dy+h) + f(z+Dz+A, x-C+w, y+Dy+3*h)
483     + f(z+Dz+A, x-C-w, y+Dy+h) - f(z+Dz+A, x-C-w, y+Dy+3*h)
484     + f(z+Dz-A, x-C+w, y+Dy+h) - f(z+Dz-A, x-C+w, y+Dy+3*h)
485     - f(z+Dz-A, x-C-w, y+Dy+h) + f(z+Dz-A, x-C-w, y+Dy+3*h) )
486
487 B1y = -I/(4*w*h)*(
488     - f(z+Dz+A, y+Dy+h, x-C+w) + f(z+Dz+A, y+Dy+h, x-C-w)
489     + f(z+Dz+A, y+Dy+3*h, x-C+w) - f(z+Dz+A, y+Dy+3*h, x-C-w)
490     + f(z+Dz-A, y+Dy+h, x-C+w) - f(z+Dz-A, y+Dy+h, x-C-w)
491     - f(z+Dz-A, y+Dy+3*h, x-C+w) + f(z+Dz-A, y+Dy+3*h, x-C-w) )
492
493 #Right wire:
494
495 B2x = I/(4*w*h)*(
496     - f(z+Dz+A, x+C+w, y+Dy+h) + f(z+Dz+A, x+C+w, y+Dy+3*h)

```

```

497     + f ( z+Dz+A, x+C-w, y+Dy+h) - f ( z+Dz+A, x+C-w, y+Dy+3*h)
498     + f ( z+Dz-A, x+C+w, y+Dy+h) - f ( z+Dz-A, x+C+w, y+Dy+3*h)
499     - f ( z+Dz-A, x+C-w, y+Dy+h) + f ( z+Dz-A, x+C-w, y+Dy+3*h) )
500
501 B2y = -I/(4*w*h)*(
502     - f ( z+Dz+A, y+Dy+h, x+C+w) + f ( z+Dz+A, y+Dy+h, x+C-w)
503     + f ( z+Dz+A, y+Dy+3*h, x+C+w) - f ( z+Dz+A, y+Dy+3*h, x+C-w)
504     + f ( z+Dz-A, y+Dy+h, x+C+w) - f ( z+Dz-A, y+Dy+h, x+C-w)
505     - f ( z+Dz-A, y+Dy+3*h, x+C+w) + f ( z+Dz-A, y+Dy+3*h, x+C-w) )
506
507 #Horizontal wire:
508
509 B3y = I/(4*w*h)*(
510     - f ( x-B+w, y+Dy-h, z+Dz+w) + f ( x-B+w, y+Dy-h, z+Dz-w)
511     + f ( x-B+w, y+Dy+h, z+Dz+w) - f ( x-B+w, y+Dy+h, z+Dz-w)
512     + f ( x+B-w, y+Dy-h, z+Dz+w) - f ( x+B-w, y+Dy-h, z+Dz-w)
513     - f ( x+B-w, y+Dy+h, z+Dz+w) + f ( x+B-w, y+Dy+h, z+Dz-w) )
514
515 B3z = -I/(4*w*h)*(
516     - f ( z+Dz+w, x-B+w, y+Dy-h) + f ( z+Dz+w, x-B+w, y+Dy+h)
517     + f ( z+Dz+w, x+B-w, y+Dy-h) - f ( z+Dz+w, x+B-w, y+Dy+h)
518     + f ( z+Dz-w, x-B+w, y+Dy-h) - f ( z+Dz-w, x-B+w, y+Dy+h)
519     - f ( z+Dz-w, x+B-w, y+Dy-h) + f ( z+Dz-w, x+B-w, y+Dy+h) )
520
521 #Total magnetic field:
522
523 Bx = B1x+B2x
524 By = B1y+B2y+B3y
525 Bz = B3z
526
527 return Bx, By, Bz                #Values given by the function.
528
529
530 def X_wire3D(h, w, A, B, Dy, Dz, I):    #Create a callable function.
531
532 #Vertical wire:
533
534 B1x = I/(4*w*h)*(
535     - f ( z+Dz+A, x+w, y+Dy-h) + f ( z+Dz+A, x+w, y+Dy+h)
536     + f ( z+Dz+A, x-w, y+Dy-h) - f ( z+Dz+A, x-w, y+Dy+h)
537     + f ( z+Dz-A, x+w, y+Dy-h) - f ( z+Dz-A, x+w, y+Dy+h)
538     - f ( z+Dz-A, x-w, y+Dy-h) + f ( z+Dz-A, x-w, y+Dy+h) )
539
540 B1y = -I/(4*w*h)*(
541     - f ( z+Dz+A, y+Dy-h, x+w) + f ( z+Dz+A, y+Dy-h, x-w)
542     + f ( z+Dz+A, y+Dy+h, x+w) - f ( z+Dz+A, y+Dy+h, x-w)
543     + f ( z+Dz-A, y+Dy-h, x+w) - f ( z+Dz-A, y+Dy-h, x-w)
544     - f ( z+Dz-A, y+Dy+h, x+w) + f ( z+Dz-A, y+Dy+h, x-w) )
545
546 #Horizontal wire:
547
548 B2y = I/(4*w*h)*(
549     - f ( x-B+w, y+Dy-h, z+Dz+w) + f ( x-B+w, y+Dy-h, z+Dz-w)
550     + f ( x-B+w, y+Dy+h, z+Dz+w) - f ( x-B+w, y+Dy+h, z+Dz-w)
551     + f ( x+B-w, y+Dy-h, z+Dz+w) - f ( x+B-w, y+Dy-h, z+Dz-w)

```

```

552         - f ( x+B-w, y+Dy+h, z+Dz+w) + f ( x+B-w, y+Dy+h, z+Dz-w) )
553
554     B2z = -I/(4*w*h)*(
555         - f ( z+Dz+w, x-B+w, y+Dy-h) + f ( z+Dz+w, x-B+w, y+Dy+h)
556         + f ( z+Dz+w, x+B-w, y+Dy-h) - f ( z+Dz+w, x+B-w, y+Dy+h)
557         + f ( z+Dz-w, x-B+w, y+Dy-h) - f ( z+Dz-w, x-B+w, y+Dy+h)
558         - f ( z+Dz-w, x+B-w, y+Dy-h) + f ( z+Dz-w, x+B-w, y+Dy+h) )
559
560     #Total magnetic field:
561
562     Bx = B1x
563     By = B1y+B2y
564     Bz = B2z
565
566     return Bx,By,Bz                #Values given by the function.
567
568
569
570     """ SUM THE DIFFERENT MAGNETIC FIELD AND PUT THEM IN THE LAB FRAME: """
571
572
573     if Round_coil==1:                #If we use the round coils.
574         Bxc1, Brc1, Bxc2, Brc2 = Round_coils (nw1, nh1, R1, D1, I1, H1) #Call the "
575         Round_coils" function.
576     else:                            #If we don't use the coils.
577         Bxc1, Brc1, Bxc2, Brc2 = 0,0,0,0
578
579     if SquareMOT_coil==1:            #If we use the square MOT coils.
580         Bxc3, Byc3, Bzc3, Bxc4, Byc4, Bzc4 = Square_coils (nw2, nh2, A2, B2, D2, I2, H2)
581         #Call the "Square_coils" function.
582     else:                            #If we don't use the square MOT coils.
583         Bxc3, Byc3, Bzc3, Bxc4, Byc4, Bzc4 = 0,0,0,0,0,0
584
585     if Square_coil==1:                #If we use the square coils.
586         Bxc5, Byc5, Bzc5, Bxc6, Byc6, Bzc6 = Square_coils (nw3, nh3, A3, B3, D3, I3, H3)
587         #Call the "Square_coils" function.
588     else:                            #If we don't use the square coils.
589         Bxc5, Byc5, Bzc5, Bxc6, Byc6, Bzc6 = 0,0,0,0,0,0
590
591     Bx1 = Bxc1
592     By1 = Brc1*y/r                    #Projection on the y-axis.
593     Bz1 = Brc1*z/r                    #Value on the longitudinal axis.
594     Bz1 [r==0] = 0.                  #Projection on the z-axis.
595
596     Bx2 = Bxc2
597     By2 = Brc2*y/r                    #Projection on the y-axis.
598     Bz2 = Brc2*z/r                    #Value on the longitudinal axis.
599     Bz2 [r==0] = 0.                  #Projection on the z-axis.
600
601     Bx3 = Bxc3
602     By3 = (Bxc3+Bzc3)/2**.5           #Projection on the lab frame.
603     Bz3 = (Bxc3-Bzc3)/2**.5           #Projection on the lab frame.

```

```

604 Bx4 = Byc4
605 By4 = (Bxc4+Bzc4)/2**.5           #Projection on the lab frame.
606 Bz4 = (Bxc4-Bzc4)/2**.5           #Projection on the lab frame.
607
608 Bx5 = Byc5
609 By5 = (Bzc5-Bxc5)/2**.5           #Projection on the lab frame.
610 Bz5 = (Bzc5+Bxc5)/2**.5           #Projection on the lab frame.
611
612 Bx6 = Byc6
613 By6 = (Bzc6-Bxc6)/2**.5           #Projection on the lab frame.
614 Bz6 = (Bzc6+Bxc6)/2**.5           #Projection on the lab frame.
615
616 Bxc = Bx1 + Bx2 + Bx3 + Bx4 + Bx5 + Bx6   #Magnetic field generate by the
        coils on the x-axis.
617 Byc = By1 + By2 + By3 + By4 + By5 + By6   #Magnetic field generate by the
        coils on the y-axis.
618 Bzc = Bz1 + Bz2 + Bz3 + Bz4 + Bz5 + Bz6   #Magnetic field generate by the
        coils on the z-axis.
619
620
621 if Zb_wire==1:
622     Bxzb, Byzb, Bzzb = Z_wire3D(hc, w4, A4, B4, Dx4, Dyc, Dz4, I4)   #Call the "
        Z_wire3D" function.
623 else:
624     Bxzb, Byzb, Bzzb = 0,0,0
625
626 if Zs_wire==1:
627     Bxzs, Byzs, Bzzs = Z_wire3D(hc, w5, A5, B5, Dx5, Dyc, Dz5, I5)   #Call the "
        Z_wire3D" function.
628 else:
629     Bxzs, Byzs, Bzzs = 0,0,0
630
631 if I_wires==1:
632     Bxi, Byi, Bzi = I_wires3D(hc, w6, A6, B6, Dyc, Dz6, I6)           #Call the "
        I_wires3D" function.
633 else:
634     Bxi, Byi, Bzi = 0,0,0
635
636 if X_wire==1:
637     Bxx, Byx, Bzx = X_wire3D(hc, w14, A14, B14, Dyc, Dz14, I14)       #Call the "
        X_wire3D" function.
638 else:
639     Bxx, Byx, Bzx = 0,0,0
640
641 if U_wire==1:
642     Bxu, Byu, Bzu = U_wire3D(hc, w15, A15, B15, Dyc, Dz15, I15)       #Call the "
        U_wire3D" function.
643 else:
644     Bxu, Byu, Bzu = 0,0,0
645
646 Bxw = Bxzb + Bxzs + Bxi + Bxx + Bxu           #Magnetic field generate by the
        chip on the x-axis.
647 Byw = Byzb + Byzs + Byi + Byx + Byu           #Magnetic field generate by the
        chip on the y-axis.
648 Bzw = Bzzb + Bzzs + Bzi + Bzx + Bzu           #Magnetic field generate by the

```

```

        chip on the z-axis.
649
650
651 if U_meso==1:                                #If we use the U mesoscopic wires.
652     Bxm1,Bym1,Bzm1 = U_wire3D(hm,wm,A7,B7,Dym,Dz7,Im)      #Call the "
        U_wire3D" function.
653     Bxm2,Bym2,Bzm2 = U_wire3D(hm,wm,A8,B8,Dym,Dz8,Im)      #Call the "
        U_wire3D" function.
654     Bxm3,Bym3,Bzm3 = U_wire3D(hm,wm,A9,B9,Dym,Dz9,Im)      #Call the "
        U_wire3D" function.
655     Bxm4,Bym4,Bzm4 = U_wire3D(hm,wm,A10,B10,Dym,Dz10,Im)   #Call the "
        U_wire3D" function.
656     Bxm5,Bym5,Bzm5 = U_wire3D(hm,wm,A11,B11,Dym,Dz11,Im)   #Call the "
        U_wire3D" function.
657     Bxm6,Bym6,Bzm6 = U_wire3D(hm,wm,A12,B12,Dym,Dz12,Im)   #Call the "
        U_wire3D" function.
658 else:                                          #If we don't use the mesoscopic wires.
659     Bxm1,Bym1,Bzm1 = 0,0,0
660     Bxm2,Bym2,Bzm2 = 0,0,0
661     Bxm3,Bym3,Bzm3 = 0,0,0
662     Bxm4,Bym4,Bzm4 = 0,0,0
663     Bxm5,Bym5,Bzm5 = 0,0,0
664     Bxm6,Bym6,Bzm6 = 0,0,0
665
666 if H_meso==1:                                #If we use the H mesoscopic wires.
667     Bxm7,Bym7,Bzm7 = H_wire3D(hm,wm,A13,B13,C13,Dym,Dz13,I13) #Call the
        "H_wire3D" function.
668 else:
669     Bxm7,Bym7,Bzm7 = 0,0,0                    #If we don't use the H mesoscopic wires.
670
671 Bxm = Bxm1 + Bxm2 + Bxm3 + Bxm4 + Bxm5 + Bxm6 + Bxm7      #Magnetic field
        generate by the wires on the x-axis.
672 Bym = Bym1 + Bym2 + Bym3 + Bym4 + Bym5 + Bym6 + Bym7      #Magnetic field
        generate by the wires on the y-axis.
673 Bzm = Bzm1 + Bzm2 + Bzm3 + Bzm4 + Bzm5 + Bzm6 + Bzm7      #Magnetic field
        generate by the wires on the z-axis.
674
675
676 Bx = Bxc + Bxm + Bxw          #Total magnetic field generate on the x-axis.
677 By = Byc + Bym + Byw          #Total magnetic field generate on the y-axis.
678 Bz = Bzc + Bzm + Bzw          #Total magnetic field generate on the z-axis.
679
680 B = np.sqrt(Bx**2 + By**2 + Bz**2) #Total magnetic field module.
681
682
683 """Magnetic field gradient: """
684
685 dBx = np.zeros_like(x)        #Initialisation of the magnetic field gradient.
686 dBy = np.zeros_like(y)
687 dBz = np.zeros_like(z)
688 for i in range(n):
689     for j in range(n):
690         for k in range(1,n-1):
691             dBx[i,k,j] = (abs(B[i,k-1,j] - B[i,k,j]) + abs(B[i,k,j] - B[i,k
+1,j]))) / (4*1/(n-1))

```

```

692     dBy[k,i,j] = (abs(B[k-1,i,j] - B[k,i,j]) + abs(B[k,i,j] - B[k
+1,i,j])) / (4*l/(n-1))
693     dBz[j,i,k] = (abs(B[j,i,k-1] - B[j,i,k]) + abs(B[j,i,k] - B[j,i
,k+1])) / (4*l/(n-1))
694 dB = np.sqrt(dBx**2 + dBy**2 + dBz**2) #Total magnetic field gradient
module.
696
697
698 """Magnetic field curvature: """
699
700 d2Bx = np.zeros_like(x) #Initialisation of the magnetic field curvature.
701 d2By = np.zeros_like(y)
702 d2Bz = np.zeros_like(z)
703 for i in range(n):
704     for j in range(n):
705         for k in range(2,n-2):
706             d2Bx[i,k,j] = (abs(dBx[i,k-1,j] - dBx[i,k,j]) + abs(dBx[i,k,j]
- dBx[i,k+1,j])) / (4*l/(n-1))
707             d2By[k,i,j] = (abs(dBy[k-1,i,j] - dBy[k,i,j]) + abs(dBy[k,i,j]
- dBy[k+1,i,j])) / (4*l/(n-1))
708             d2Bz[j,i,k] = (abs(dBz[j,i,k-1] - dBz[j,i,k]) + abs(dBz[j,i,k]
- dBz[j,i,k+1])) / (4*l/(n-1))
709
710 d2B = np.sqrt(d2Bx**2 + d2By**2 + d2Bz**2) #Total magnetic field gradient
module.
711
712
713 """Trap frequency: """
714
715 omx = 9.022*np.sqrt(d2Bx)
716 omy = 9.022*np.sqrt(d2By)
717 omz = 9.022*np.sqrt(d2Bz)
718
719
720 """Search the magnetic field extremum values: """
721
722 minB = 1000. #Initialisation with a high magnetic field.
723 for i in range(n):
724     for j in range(n):
725         if min(B[i,:,j]) <= minB:
726             minB = min(B[i,:,j]) #Minimum value.
727             miny = i*2*l/n-1+yoff #y-coordinate of the minimum value.
728             minz = j*2*l/n-1+zoff #z-coordinate of the minimum value.
729         if min(B[:,i,j]) <= minB:
730             minB = min(B[:,i,j]) #Minimum value.
731             minx = i*2*l/n-1+xoff #x-coordinate of the minimum value.
732
733 maxB = 0. #Initialisation with a low magnetic field.
734 for i in range(n):
735     for j in range(n):
736         if max(B[i,:,j]) >= maxB:
737             maxB = max(B[i,:,j]) #Maximum value.
738             maxy = i*2*l/n-1+yoff #y-coordinate of the maximum value.
739             maxz = j*2*l/n-1+zoff #z-coordinate of the maximum value.

```

```

740         if max(B[:,i,j]) >= maxB:
741             maxB = max(B[:,i,j])           #Maximum value.
742             maxx = i*2*l/n-l+xoff         #x-coordinate of the maximum value.
743
744
745
746 """ DRAW FIGURES: """
747
748
749 """Magnetic field generated by the coils and the chip in 3D: """
750
751 fig = plt.figure(figsize=(15,5))
752 fig.suptitle("Magnetic field generated by the coils and the chip in 3D",
753             fontsize=16)
754 fig.subplots_adjust(top=0.9,wspace=-0.06)
755
756 """X-Z plane: """
757 ax = fig.add_subplot(121,projection='3d')
758 ax.set_title('xz plane at y = %.1f mm \n' % yoff, fontsize=14)
759 ax.set_xlabel('x (mm)')
760 ax.set_xlim([-l+xoff, l+xoff])
761 ax.set_ylabel('z (mm)')
762 ax.set_ylim([-l+zoff, l+zoff])
763 ax.set_zlabel('B (G)')
764 #ax.set_zlim(0,18)
765 levelxy = np.linspace(5,35,6)           #Interval of the contour line.
766 ax.plot(30*np.cos(theta),30*np.sin(theta),'k')
767 #Wires:
768 if Zb_wire==1:                          #If we use the Z wire.
769     ax.plot(np.linspace(-B4,B4,n),np.linspace(-Dz4,-Dz4,n),'k',zdir='z')
770     #Horizontal Zl wire.
771     ax.plot(np.linspace(B4,B4,n),np.linspace(-2*A4-Dz4,-Dz4,n),'k',zdir='z')
772     #Left Zl wire.
773     ax.plot(np.linspace(-B4,-B4,n),np.linspace(-Dz4,2*A4-Dz4,n),'k',zdir='z')
774     #Right Zl wire.
775 if Zs_wire==1:                          #If we use the Z wire.
776     ax.plot(np.linspace(-B5-Dx5,B5-Dx5,n),np.linspace(-Dz5,-Dz5,n),'k',zdir='z')
777     #Horizontal Zr wire.
778     ax.plot(np.linspace(B5-Dx5,B5-Dx5,n),np.linspace(-2*A5-Dz5,-Dz5,n),'k',
779             zdir='z') #Left Zr wire.
780     ax.plot(np.linspace(-B5-Dx5,-B5-Dx5,n),np.linspace(-Dz5,2*A5-Dz5,n),'k',
781             zdir='z') #Right Zr wire.
782 if I_wires==1:                          #If we use the I wires.
783     ax.plot(np.linspace(-B6,-B6,n),np.linspace(-A6-Dz6,A6-Dz6,n),'k',zdir='z')
784     #Left I wire.
785     ax.plot(np.linspace(B6,B6,n),np.linspace(-A6-Dz6,A6-Dz6,n),'k',zdir='z')
786     #Right I wire.
787 if X_wire==1:                          #If we use the X wire.
788     ax.plot(np.linspace(-B14,B14,n),np.linspace(-Dz14,-Dz14,n),'k',zdir='z')
789     #Horizontal X wire.
790     ax.plot(np.linspace(0,0,n),np.linspace(-A14-Dz14,A14-Dz14,n),'k',zdir='z')
791     #Vertical X wire.
792 if U_wire==1:                          #If we use the U wire.
793     ax.plot(np.linspace(-B15,B15,n),np.linspace(-Dz15,-Dz15,n),'k',zdir='z')
794     #Horizontal U wire.

```



```

783     ax.plot(np.linspace(-B15,-B15,n),np.linspace(-2*A15-Dz15,-Dz15,n),'k',
784           zdir='z') #Left U wire.
785     ax.plot(np.linspace(B15,B15,n),np.linspace(-Dz15,-2*A15-Dz15,n),'k',
786           zdir='z') #Right U wire.
787 if U_meso==1: #If we use the U mesoscopic wires.
788     ax.plot(np.linspace(-B7,B7,n),np.linspace(-Dz7,-Dz7,n),'k',zdir='z')
789           #Horizontal 1st U meso wire.
790     ax.plot(np.linspace(-B7,-B7,n),np.linspace(-2*A7-Dz7,-Dz7,n),'k',zdir='
791 z') #Left 1st U meso wire.
792     ax.plot(np.linspace(B7,B7,n),np.linspace(-Dz7,-2*A7-Dz7,n),'k',zdir='z'
793 ) #Right 1st U meso wire.
794     ax.plot(np.linspace(-B8,B8,n),np.linspace(-Dz8,-Dz8,n),'k',zdir='z')
795           #Horizontal 2nd U meso wire.
796     ax.plot(np.linspace(-B8,-B8,n),np.linspace(-2*A8-Dz8,-Dz8,n),'k',zdir='
797 z') #Left 2nd U meso wire.
798     ax.plot(np.linspace(B8,B8,n),np.linspace(-Dz8,-2*A8-Dz8,n),'k',zdir='z'
799 ) #Right 2nd U meso wire.
800     ax.plot(np.linspace(-B9,B9,n),np.linspace(-Dz9,-Dz9,n),'k',zdir='z')
801           #Horizontal 3rd U meso wire.
802     ax.plot(np.linspace(-B9,-B9,n),np.linspace(-2*A9-Dz9,-Dz9,n),'k',zdir='
803 z') #Left 3rd U meso wire.
804     ax.plot(np.linspace(B9,B9,n),np.linspace(-Dz9,-2*A9-Dz9,n),'k',zdir='z'
805 ) #Right 3rd U meso wire.
806     ax.plot(np.linspace(-B10,B10,n),np.linspace(-Dz10,-Dz10,n),'k',zdir='z'
807 ) #Horizontal 4th U meso wire.
808     ax.plot(np.linspace(-B10,-B10,n),np.linspace(-2*A10-Dz10,-Dz10,n),'k',
809           zdir='z') #Left 4th U meso wire.
810     ax.plot(np.linspace(B10,B10,n),np.linspace(-Dz10,-2*A10-Dz10,n),'k',
811           zdir='z') #Right 4th U meso wire.
812     ax.plot(np.linspace(-B11,B11,n),np.linspace(-Dz11,-Dz11,n),'k',zdir='z'
813 ) #Horizontal 5th U meso wire.
814     ax.plot(np.linspace(-B11,-B11,n),np.linspace(-2*A11-Dz11,-Dz11,n),'k',
815           zdir='z') #Left 5th U meso wire.
816     ax.plot(np.linspace(B11,B11,n),np.linspace(-Dz11,-2*A11-Dz11,n),'k',
817           zdir='z') ##Right 5th U meso wire.
818     ax.plot(np.linspace(-B12,B12,n),np.linspace(-Dz12,-Dz12,n),'k',zdir='z'
819 ) #Horizontal 6th U meso wire.
820     ax.plot(np.linspace(-B12,-B12,n),np.linspace(-2*A12-Dz12,-Dz12,n),'k',
821           zdir='z') #Left 6th U meso wire.
822     ax.plot(np.linspace(B12,B12,n),np.linspace(-Dz12,-2*A12-Dz12,n),'k',
823           zdir='z') #Right 6th U meso wire.
824 if H_meso==1: #If we use the H mesoscopic wires.
825     ax.plot(np.linspace(-B13,B13,n),np.linspace(-Dz13,-Dz13,n),'k',zdir='z'
826 ) #Horizontal H meso wire.
827     ax.plot(np.linspace(-C13,-C13,n),np.linspace(-A13-Dz13,A13-Dz13,n),'k',
828           zdir='z') #Left H meso wire.
829     ax.plot(np.linspace(C13,C13,n),np.linspace(-A13-Dz13,A13-Dz13,n),'k',
830           zdir='z') #Right H meso wire.
831 #Magnetic field:
832 ax.plot_surface(x[ int((n-1)/2) ,: ,:], z[ int((n-1)/2) ,: ,:], B[ int((n-1)/2)
833 ,: ,:],
834                rstride=1,cstride=1,alpha=0.06)
835 cs = ax.contour(x[ int((n-1)/2) ,: ,:], z[ int((n-1)/2) ,: ,:], B[ int((n-1)/2)
836 ,: ,:], #levelxy ,
837            zdir='z', cmap=cm.gist_rainbow)

```

```

813 cb = fig.colorbar(cs, shrink=0.6, aspect=8)
814 #cb.set_label('B (G)')
815
816 """Y-Z plane: """
817 ax = fig.add_subplot(122, projection='3d')
818 ax.set_title('yz plane at x = %.1f mm \n' % xoff, fontsize=14)
819 ax.set_xlabel('y (mm)')
820 ax.set_xlim([-l+yoff, l+yoff])
821 ax.set_ylabel('z (mm)')
822 ax.set_ylim([-l+zoff, l+zoff])
823 ax.set_zlabel('B (G)')
824 #ax.set_zlim(0,45)
825 levelyz = np.linspace(5,90,6) #Interval of the contour line.
826 ax.plot(np.linspace(-Dyc,-Dyc,n), np.linspace(-20,20,n), 'k', zdir='z')
    #Chip.
827 #Wires:
828 if Zb_wire==1: #If we use the Zl wire.
829     ax.plot(np.linspace(-Dyc,-Dyc,n), np.linspace(-Dz4-w4,-Dz4+w4,n), 'k',
830             zdir='z')
831 if Zs_wire==1: #If we use the Zr wire.
832     ax.plot(np.linspace(-Dyc,-Dyc,n), np.linspace(-Dz5-w5,-Dz5+w5,n), 'k',
833             zdir='z')
834 if X_wire==1: #If we use the X wire.
835     ax.plot(np.linspace(-Dyc,-Dyc,n), np.linspace(-Dz14-w4,-Dz14+w14,n), 'k',
836             zdir='z')
837 if U_wire==1: #If we use the U wire.
838     ax.plot(np.linspace(-Dyc,-Dyc,n), np.linspace(-Dz15-w15,-Dz15+w15,n), 'k',
839             zdir='z')
840 if U_meso==1: #If we use the mesoscopic wires.
841     ax.plot([-Dym], [-Dz7], 'k.')
842     ax.plot([-Dym], [-Dz8], 'k.')
843     ax.plot([-Dym], [-Dz9], 'k.')
844     ax.plot([-Dym], [-Dz10], 'k.')
845     ax.plot([-Dym], [-Dz11], 'k.')
846 if H_meso==1:
847     ax.plot([-Dym], [-Dz13], 'k.')
848 #Magnetic field:
849 ax.plot_surface(y[:, int((n-1)/2) :], z[:, int((n-1)/2) :], B[:, int((n-1)/2)
850                 :, :],
851                 rstride=1, cstride=1, alpha=0.06)
852 cs = ax.contour(y[:, int((n-1)/2) :], z[:, int((n-1)/2) :], B[:, int((n-1)/2)
853                 :, :], #lelevelyz,
854                 zdir='z', cmap=cm.gist_rainbow)
855 cb = fig.colorbar(cs, shrink=0.6, aspect=8)
856 #cb.set_label('B (G)')
857
858
859 """Magnetic field generated by the coils and the chip in 2D: """
860
861 fig = plt.figure(figsize=(14,6))
862 fig.suptitle("Magnetic field generated by the coils and the chip in 2D",
863             fontsize=16)
864 fig.subplots_adjust(top=0.9, wspace=0.15)
865
866 """X-Y plane: """

```

```

860 ax = fig.add_subplot(121, aspect='equal')
861 ax.set_title('xz plane at y = %.1f mm \n' % yoff, fontsize=14)
862 ax.set_xlabel('x (mm)')
863 ax.set_xlim([-l+xoff, l+xoff])
864 ax.set_ylabel('z (mm)')
865 ax.set_ylim([-l+zoff, l+zoff])
866 ax.grid(True)
867 ax.plot(30*np.cos(theta), 30*np.sin(theta), 'k')
868 #Wires:
869 if Zb_wire==1: #If we use the left Z wire.
870     ax.add_patch(patches.Rectangle((-B4-Dx4+w4, -Dz4-w4), 2*(B4-w4), 2*w4,
871     facecolor='k')) #Horizontal Z wire.
872     ax.add_patch(patches.Rectangle((B4-Dx4-w4, -Dz4-2*A4+w4), 2*w4, 2*A4,
873     facecolor='k')) #Left Z wire.
874     ax.add_patch(patches.Rectangle((-B4-Dx4-w4, -Dz4-w4), 2*w4, 2*A4, facecolor
875     ='k')) #Right Z wire.
876 if Zs_wire==1: #If we use the left Z wire.
877     ax.add_patch(patches.Rectangle((-B5-Dx5+w5, -Dz5-w5), 2*(B5-w5), 2*w5,
878     facecolor='k')) #Horizontal Z wire.
879     ax.add_patch(patches.Rectangle((B5-Dx5-w5, -Dz5-2*A5+w5), 2*w5, 2*A5,
880     facecolor='k')) #Left Z wire.
881     ax.add_patch(patches.Rectangle((-B5-Dx5-w5, -Dz5-w5), 2*w5, 2*A5, facecolor
882     ='k')) #Right Z wire.
883 if I_wires==1: #If we use the I wires.
884     ax.add_patch(patches.Rectangle((B6-w6, -Dz6-A6), 2*w6, 2*A6, facecolor='k')
885     ) #Left I wire.
886     ax.add_patch(patches.Rectangle((-B6-w6, -Dz6-A6), 2*w6, 2*A6, facecolor='k'
887     )) #Right I wire.
888 if X_wire==1: #If we use the X wire.
889     ax.add_patch(patches.Rectangle((-B14+w14, -Dz14-w14), 2*(B14-w14), 2*w14,
890     facecolor='k')) #Horizontal X wire.
891     ax.add_patch(patches.Rectangle((-w14, -Dz14-A14), 2*w14, 2*A14, facecolor='
892     k')) #Vertical X wire.
893 if U_wire==1: #If we use the U wire.
894     ax.add_patch(patches.Rectangle((-B15+w15, -Dz15-w15), 2*(B15-w15), 2*w15,
895     facecolor='k')) #Horizontal U wire.
896     ax.add_patch(patches.Rectangle((B15-w15, -Dz15-2*A15+w15), 2*w15, 2*A15,
897     facecolor='k')) #Left U wire.
898     ax.add_patch(patches.Rectangle((-B15-w15, -Dz15-2*A15+w15), 2*w15, 2*A15,
899     facecolor='k')) #Right U wire.
900 if U_meso==1: #If we use the U mesoscopic wires.
901     ax.add_patch(patches.Rectangle((-B7+wm, -Dz7-wm), 2*(B7-wm), 2*wm,
902     facecolor='k')) #Horizontal 1st U meso wire.
903     ax.add_patch(patches.Rectangle((B7-wm, -Dz7-2*A7+wm), 2*wm, 2*A7, facecolor
904     ='k')) #Left 1st U meso wire.
905     ax.add_patch(patches.Rectangle((-B7-wm, -Dz7-2*A7+wm), 2*wm, 2*A7,
906     facecolor='k')) #Right 1st U meso wire.
907     ax.add_patch(patches.Rectangle((-B8+wm, -Dz8-wm), 2*(B8-wm), 2*wm,
908     facecolor='k')) #Horizontal 2nd U meso wire.
909     ax.add_patch(patches.Rectangle((B8-wm, -Dz8-2*A8+wm), 2*wm, 2*A8, facecolor
910     ='k')) #Left 2nd U meso wire.
911     ax.add_patch(patches.Rectangle((-B8-wm, -Dz8-2*A8+wm), 2*wm, 2*A8,
912     facecolor='k')) #Right 2nd U meso wire.
913     ax.add_patch(patches.Rectangle((-B9+wm, -Dz9-wm), 2*(B9-wm), 2*wm,
914     facecolor='k')) #Horizontal 3rd U meso wire.

```

```

895     ax.add_patch(patchess.Rectangle((B9-wm,-Dz9-2*A9+wm),2*wm,2*A9,facecolor
='k')) #Left 3rd U meso wire.
896     ax.add_patch(patchess.Rectangle((-B9-wm,-Dz9-2*A9+wm),2*wm,2*A9,
facecolor='k')) #Right 3rd U meso wire.
897     ax.add_patch(patchess.Rectangle((-B10+wm,-Dz10-wm),2*(B10-wm),2*wm,
facecolor='k')) #Horizontal 4th U meso wire.
898     ax.add_patch(patchess.Rectangle((B10-wm,-Dz10-2*A10+wm),2*wm,2*A10,
facecolor='k')) #Left 4th U meso wire.
899     ax.add_patch(patchess.Rectangle((-B10-wm,-Dz10-2*A10+wm),2*wm,2*A10,
facecolor='k')) #Right 4th U meso wire.
900     ax.add_patch(patchess.Rectangle((-B11+wm,-Dz11-wm),2*(B11-wm),2*wm,
facecolor='k')) #Horizontal 5th U meso wire.
901     ax.add_patch(patchess.Rectangle((B11-wm,-Dz11-2*A11+wm),2*wm,2*A11,
facecolor='k')) #Left 5th U meso wire.
902     ax.add_patch(patchess.Rectangle((-B11-wm,-Dz11-2*A11+wm),2*wm,2*A11,
facecolor='k')) #Right 5th U meso wire.
903     ax.add_patch(patchess.Rectangle((-B12+wm,-Dz12-wm),2*(B12-wm),2*wm,
facecolor='k')) #Horizontal 6th U meso wire.
904     ax.add_patch(patchess.Rectangle((B12-wm,-Dz12-2*A12+wm),2*wm,2*A12,
facecolor='k')) #Left 6th U meso wire.
905     ax.add_patch(patchess.Rectangle((-B12-wm,-Dz12-2*A12+wm),2*wm,2*A12,
facecolor='k')) #Right 6th U meso wire.
906 if H_meso==1: #If we use the H mesoscopic wires.
907     ax.add_patch(patchess.Rectangle((-B13,-Dz13-wm),2*B13,2*wm,facecolor='k'
)) #Horizontal H meso wire.
908     ax.add_patch(patchess.Rectangle((C13-wm,-Dz13-A13),2*wm,2*A13,facecolor=
'k')) #Left H meso wire.
909     ax.add_patch(patchess.Rectangle((-C13-wm,-Dz13-A13),2*wm,2*A13,facecolor
='k')) #Right H meso wire.
910 #Magnetic field:
911 cs = ax.contour(x[ int((n-1)/2),:,:],z[ int((n-1)/2),:,:],B[ int((n-1)/2)
,:,:],#levelxy,
912                zdir='z',cmap=cm.gist_rainbow)
913 cb = fig.colorbar(cs, shrink=0.4, aspect=8)
914 cb.set_label('B (G)')
915
916 ""Y-Z plane: ""
917 ax = fig.add_subplot(122, aspect='equal')
918 ax.set_title('yz plane at x = %.1f mm \n' % xoff, fontsize=14)
919 ax.set_xlabel('y (mm)')
920 ax.set_xlim([-l+yoff,l+yoff])
921 ax.set_ylabel('z (mm)')
922 ax.set_ylim([-l+zoff,l+zoff])
923 ax.grid(True)
924 ax.axvline(-5,color='k') #Draw the chip surface.
925 #Wires:
926 if Zb_wire==1: #If we use the Zl wire.
927     ax.plot([-Dyc],[-Dz4],'k.')
928 if Zs_wire==1: #If we use the Zr wire.
929     ax.plot([-Dyc],[-Dz5],'k.')
930 if X_wire==1: #If we use the X wire.
931     ax.plot([-Dyc],[-Dz14],'k.')
932 if U_wire==1: #If we use the U wire.
933     ax.plot([-Dyc],[-Dz15],'k.')
934 if U_meso==1: #If we use the mesoscopic wires.

```

```

935 ax.plot([-Dym],[-Dz7], 'k. ')
936 ax.plot([-Dym],[-Dz8], 'k. ')
937 ax.plot([-Dym],[-Dz9], 'k. ')
938 ax.plot([-Dym],[-Dz10], 'k. ')
939 ax.plot([-Dym],[-Dz11], 'k. ')
940 ax.plot([-Dym],[-Dz12], 'k. ')
941 if H_meso==1:
942     ax.plot([-Dym],[-Dz13], 'k. ')
943 #Magnetic field:
944 cs = ax.contour(y[:,int((n-1)/2),:], z[:,int((n-1)/2),:], B[:,int((n-1)/2)
945     ,:],#levelyz,
946                 zdir='z',cmap=cm.gist_rainbow)
947 cb = fig.colorbar(cs, shrink=0.4, aspect=8)
948 cb.set_label('B (G)')
949
950 """Magnetic field generated by the coils and the chip in 1D: """
951
952 fig = plt.figure(figsize=(14,4.5))
953 fig.suptitle("Magnetic field generated by the coils and the chip in 1D",
954             fontsize=16)
955 fig.subplots_adjust(top=0.75, wspace=0.2)
956
957 """X direction: """
958 ax = fig.add_subplot(131)
959 ax.set_title('y = %.1f mm and z = %.1f mm \n' % (yoff, zoff), fontsize=14)
960 ax.set_xlabel('x (mm)')
961 ax.set_ylabel('B (G)')
962 #ax.set_ylim(0,100)
963 ax.grid(True)
964 ax.plot(x[int((n-1)/2), :, int((n-1)/2)], B[int((n-1)/2), :, int((n-1)/2)])
965
966 """Y direction: """
967 ax = fig.add_subplot(132)
968 ax.set_title('x = %.1f mm and z = %.1f mm \n' % (xoff, zoff), fontsize=14)
969 ax.set_xlabel('y (mm)')
970 ax.set_ylabel('B (G)')
971 ax.set_ylim(0,100)
972 ax.grid(True)
973 ax.axvline(-5, color='k') #Draw the chip surface.
974 ax.plot(y[:,int((n-1)/2),int((n-1)/2)], B[:,int((n-1)/2),int((n-1)/2)])
975
976 """Z direction: """
977 ax = fig.add_subplot(133)
978 ax.set_title('x = %.1f mm and y = %.1f mm \n' % (xoff, yoff), fontsize=14)
979 ax.set_xlabel('z (mm)')
980 ax.set_ylabel('B (G)')
981 #ax.set_ylim(0,100)
982 ax.grid(True)
983 ax.plot(z[int((n-1)/2),int((n-1)/2),:], B[int((n-1)/2),int((n-1)/2),:])
984
985
986 """Magnetic field gradient generated by the coils and the chip in 1D: """
987

```

```

988 fig = plt.figure(figsize=(14,4.5))
989 fig.suptitle("Magnetic field gradient generated by the coils and the chip
    in 1D", fontsize=16)
990 fig.subplots_adjust(top=0.75,wspace=0.25)
991
992 """X direction: """
993 ax = fig.add_subplot(131)
994 ax.set_title('y = %.1f mm and z = %.1f mm \n' % (yoff, zoff), fontsize=14)
995 ax.set_xlabel('x (mm)')
996 ax.set_ylabel('dB/dx (G/mm)')
997 ax.grid(True)
998 ax.axhline(0, color='k')
999 ax.plot(np.linspace(-l+xoff, l+xoff, n), np.linspace(0, 0, n), 'k')
1000 ax.plot(x[int((n-1)/2), range(1, n-1), int((n-1)/2)], dBx[int((n-1)/2), range(1,
    n-1), int((n-1)/2)])
1001
1002 """Y direction: """
1003 ax = fig.add_subplot(132)
1004 ax.set_title('x = %.1f mm and z = %.1f mm \n' % (xoff, zoff), fontsize=14)
1005 ax.set_xlabel('y (mm)')
1006 ax.set_ylabel('dB/dy (G/mm)')
1007 ax.set_ylim(0, 200)
1008 ax.grid(True)
1009 ax.axhline(0, color='k')
1010 ax.plot(y[range(1, n-1), int((n-1)/2), int((n-1)/2)], dBx[range(1, n-1), int((n
    -1)/2), int((n-1)/2)])
1011
1012 """Z direction: """
1013 ax = fig.add_subplot(133)
1014 ax.set_title('x = %.1f mm and y = %.1f mm \n' % (xoff, yoff), fontsize=14)
1015 ax.set_xlabel('z (mm)')
1016 ax.set_ylabel('dB/dz (G/mm)')
1017 ax.grid(True)
1018 ax.axhline(0, color='k')
1019 ax.plot(np.linspace(-l+zoff, l+zoff, n), np.linspace(0, 0, n), 'k')
1020 ax.plot(z[int((n-1)/2), int((n-1)/2), range(1, n-1)], dBz[int((n-1)/2), int((n
    -1)/2), range(1, n-1)])
1021
1022
1023
1024 """Magnetic field curvature generated by the coils and the chip in 1D: """
1025
1026 fig = plt.figure(figsize=(14,4.5))
1027 fig.suptitle("Magnetic field curvature generated by the coils and the chip
    in 1D", fontsize=16)
1028 fig.subplots_adjust(top=0.75,wspace=0.25)
1029
1030 """X direction: """
1031 ax = fig.add_subplot(131)
1032 ax.set_title('y = %.1f mm and z = %.1f mm \n' % (yoff, zoff), fontsize=14)
1033 ax.set_xlabel('x (mm)')
1034 ax.set_ylabel('d2Bx (Hz)')
1035 ax.yaxis.set_major_formatter(mtick.FormatStrFormatter('%0e'))
1036 ax.grid(True)
1037 ax.axhline(0, color='k')

```

```

1038 ax.plot(np.linspace(-l+xoff, l+xoff, n), np.linspace(0, 0, n), 'k')
1039 ax.plot(x[int((n-1)/2), range(2, n-2), int((n-1)/2)], d2Bx[int((n-1)/2), range
    (2, n-2), int((n-1)/2)])
1040
1041 """Y direction: """
1042 ax = fig.add_subplot(132)
1043 ax.set_title('x = %.1f mm and z = %.1f mm \n' % (xoff, zoff), fontsize=14)
1044 ax.set_xlabel('y (mm)')
1045 ax.set_ylabel('d2By (Hz)')
1046 ax.yaxis.set_major_formatter(mtick.FormatStrFormatter('%0e'))
1047 ax.set_ylim(0, 500)
1048 ax.grid(True)
1049 ax.axhline(0, color='k')
1050 ax.plot(y[range(2, n-2), int((n-1)/2), int((n-1)/2)], d2By[range(2, n-2), int((n
    -1)/2), int((n-1)/2)])
1051
1052 """Z direction: """
1053 ax = fig.add_subplot(133)
1054 ax.set_title('x = %.1f mm and y = %.1f mm \n' % (xoff, yoff), fontsize=14)
1055 ax.set_xlabel('z (mm)')
1056 ax.set_ylabel('d2Bz (Hz)')
1057 ax.yaxis.set_major_formatter(mtick.FormatStrFormatter('%0e'))
1058 ax.grid(True)
1059 ax.axhline(0, color='k')
1060 ax.plot(np.linspace(-l+zoff, l+zoff, n), np.linspace(0, 0, n), 'k')
1061 ax.plot(z[int((n-1)/2), int((n-1)/2), range(2, n-2)], d2Bz[int((n-1)/2), int((n
    -1)/2), range(2, n-2)])
1062
1063
1064 plt.show()
1065
1066
1067 """ WRITE SOME MAGNETIC FIELD VALUES: """
1068
1069 print ("\n") #Write the magnetic field minimum value.
1070 print ("Bmin = %.2f G" % minB)
1071 print ("x(Bmin) = %.2f mm" % minx)
1072 print ("y(Bmin) = %.2f mm" % miny)
1073 print ("z(Bmin) = %.2f mm" % minz)
1074
1075 print ("\n") #Write the gradient field value at the centre.
1076 print ("dBx(%.2f mm) = %.2f G/mm" % (xoff, dBx[int((n-1)/2), int((n-1)/2), int
    ((n-1)/2)]))
1077 print ("dBy(%.2f mm) = %.2f G/mm" % (yoff, dBy[int((n-1)/2), int((n-1)/2), int
    ((n-1)/2)]))
1078 print ("dBz(%.2f mm) = %.2f G/mm" % (zoff, dBz[int((n-1)/2), int((n-1)/2), int
    ((n-1)/2)]))
1079
1080 print ("\n") #Write the trapping frequendcy value at the centre.
1081 print ("\omega x(%.2f mm) = %.2f Hz" % (xoff, omx[int((n-1)/2), int((n-1)/2),
    int((n-1)/2)]))
1082 print ("\omega y(%.2f mm) = %.2f Hz" % (yoff, omy[int((n-1)/2), int((n-1)/2),
    int((n-1)/2)]))
1083 print ("\omega z(%.2f mm) = %.2f Hz" % (zoff, omz[int((n-1)/2), int((n-1)/2),
    int((n-1)/2)]))

```

BIBLIOGRAPHIE

- [1] W. Torge, *Gravimetry*. Walter de Gruyter, 1989. (Citée page 4.)
- [2] Z.-K. Hu, B.-L. Sun, X.-C. Duan, M.-K. Zhou, L.-L. Chen, S. Zhan, Q.-Z. Zhang, and J. Luo, “Demonstration of an ultrahigh-sensitivity atom-interferometry absolute gravimeter,” *Phys. Rev. A*, vol. 88, p. 043610, Oct 2013. [Online]. Available : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.88.043610> (Citée pages 6 et 33.)
- [3] P. Gillot, O. Francis, A. Landragin, F. P. D. Santos, and S. Merlet, “Stability comparison of two absolute gravimeters : optical versus atomic interferometers,” *Metrologia*, vol. 51, no. 5, p. L15, 2014. [Online]. Available : <http://stacks.iop.org/0026-1394/51/i=5/a=L15> (Citée page 6.)
- [4] “Compagnie générale de géophysique.” [Online]. Available : <http://www.cgg.com> (Citée page 9.)
- [5] P. J. Mohr, D. B. Newell, and B. N. Taylor, “Codata recommended values of the fundamental physical constants : 2014,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 88, p. 035009, Sep 2016. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.88.035009> (Citée pages 10 et 157.)
- [6] M. Fattori, G. Lamporesi, T. Petelski, J. Stuhler, and G. Tino, “Towards an atom interferometric determination of the newtonian gravitational constant,” *Physics Letters A*, vol. 318, no. 3, pp. 184 – 191, 2003. [Online]. Available : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375960103012076> (Citée page 10.)
- [7] A. Bertoldi, G. Lamporesi, L. Cacciapuoti, M. de Angelis, M. Fattori, T. Petelski, A. Peters, M. Prevedelli, J. Stuhler, and G. M. Tino, “Atom interferometry gravity-gradiometer for the determination of the newtonian gravitational constant g ,” *The European Physical Journal D - Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics*, vol. 40, no. 2, pp. 271–279, 2006. [Online]. Available : <http://dx.doi.org/10.1140/epjd/e2006-00212-2> (Citée pages 10, 18 et 80.)
- [8] J. B. Fixler, G. T. Foster, J. M. McGuirk, and M. A. Kasevich, “Atom interferometer measurement of the newtonian constant of gravity,” *Science*, vol. 315, no. 5808, pp. 74–77, 2007. [Online]. Available : <http://science.sciencemag.org/content/315/5808/74> (Citée page 10.)
- [9] J. H. Gundlach and S. M. Merkowitz, “Measurement of newton’s constant using a torsion balance with angular acceleration feedback,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 85,

- pp. 2869–2872, Oct 2000. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.85.2869> (Citée page 10.)
- [10] G. W. Biedermann, X. Wu, L. Deslauriers, S. Roy, C. Mahadeswaraswamy, and M. A. Kasevich, “Testing gravity with cold-atom interferometers,” *Phys. Rev. A*, vol. 91, p. 033629, Mar 2015. [Online]. Available : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.91.033629> (Citée pages 10 et 103.)
- [11] S. Dimopoulos, P. W. Graham, J. M. Hogan, and M. A. Kasevich, “Testing general relativity with atom interferometry,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 98, p. 111102, Mar 2007. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.98.111102> (Citée page 11.)
- [12] R. Geiger. (2016) Future gravitational wave detectors based on atom interferometry. [Online]. Available : <https://arxiv.org/abs/1611.09911> (Citée pages 11 et 18.)
- [13] J. Brett and J. Brewster, “Accelerometer and rate sensor package for gravity gradiometer instruments,” Patent US7444867 B2, 2005. [Online]. Available : <https://www.google.ch/patents/US7444867> (Citée page 11.)
- [14] M. V. Moody, H. A. Chan, and H. J. Paik, “Superconducting gravity gradiometer for space and terrestrial applications,” *Journal of Applied Physics*, vol. 60, no. 12, pp. 4308–4315, 1986. [Online]. Available : <http://dx.doi.org/10.1063/1.337474> (Citée page 12.)
- [15] M. V. Moody, H. J. Paik, and E. R. Canavan, “Three-axis superconducting gravity gradiometer for sensitive gravity experiments,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 73, no. 11, pp. 3957–3974, 2002. [Online]. Available : <http://dx.doi.org/10.1063/1.1511798> (Citée page 12.)
- [16] F. van Kann, M. Buckingham, C. Edwards, and R. Matthews, “Performance of a superconducting gravity gradiometer,” *Physica B : Condensed Matter*, vol. 194, no. Part 1, pp. 61 – 62, 1994. [Online]. Available : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0921452694903603> (Citée page 12.)
- [17] P. Touboul, B. Foulon, M. Rodrigues, and J. Marque, “In orbit nano-g measurements, lessons for future space missions,” *Aerospace Science and Technology*, vol. 8, no. 5, pp. 431 – 441, 2004. [Online]. Available : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1270963804000379> (Citée page 13.)
- [18] K. Douch, B. Christophe, B. Foulon, I. Panet, G. Pajot-Métivier, and M. Diamant, “Ultra-sensitive electrostatic planar acceleration gradiometer for airborne geophysical surveys,” *Measurement Science and Technology*, vol. 25, no. 10, p. 105902, 2014. [Online]. Available : <http://stacks.iop.org/0957-0233/25/i=10/a=105902> (Citée page 13.)
- [19] R. Rummel, W. Yi, and C. Stummer, “Goce gravitational gradiometry,” *Journal of Geodesy*, vol. 85, no. 11, Aug 2011. [Online]. Available : <https://doi.org/10.1007/s00190-011-0500-0> (Citée page 13.)

- [20] M. A. Zumberge, R. L. Rinker, and J. E. Faller, “A portable apparatus for absolute measurements of the earth’s gravity,” *Metrologia*, vol. 18, no. 3, p. 145, 1982. [Online]. Available : <http://stacks.iop.org/0026-1394/18/i=3/a=006> (Citée page 13.)
- [21] W. E. Carter, G. Peter, G. S. Sasagawa, F. J. Klopping, K. A. Berstis, R. L. Hilt, G. L. Christy, P. Nelson, W. Hollander, T. M. Niebauer, H. Seeger, B. Richter, H. Wilmes, and A. Lothammer, “New gravity meter improves measurements,” *Eos, Transactions American Geophysical Union*, vol. 75, no. 8, pp. 90–92, 1994. [Online]. Available : <http://dx.doi.org/10.1029/94EO00542> (Citée page 13.)
- [22] C. Rothleitner and O. Francis, “Measuring the newtonian constant of gravitation with a differential free-fall gradiometer : A feasibility study,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 85, no. 4, p. 044501, 2014. [Online]. Available : <http://dx.doi.org/10.1063/1.4869875> (Citée pages 13 et 14.)
- [23] J. M. Brown, T. M. Niebauer, F. J. Klopping, and A. T. Herring, “A new fiber optic gradiometer for 4-d absolute differential gravity,” *Geophysical Research Letters*, vol. 27, no. 1, pp. 33–36, 2000. [Online]. Available : <http://dx.doi.org/10.1029/1999GL010421> (Citée page 14.)
- [24] M. Kasevich and S. Chu, “Atomic interferometry using stimulated raman transitions,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 67, pp. 181–184, Jul 1991. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.67.181> (Citée pages 15, 18, 25 et 27.)
- [25] M. J. Snadden, J. M. McGuirk, P. Bouyer, K. G. Haritos, and M. A. Kasevich, “Measurement of the earth’s gravity gradient with an atom interferometer-based gravity gradiometer,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 81, pp. 971–974, Aug 1998. [Online]. Available : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.81.971> (Citée pages 15 et 32.)
- [26] J. M. McGuirk, G. T. Foster, J. B. Fixler, M. J. Snadden, and M. A. Kasevich, “Sensitive absolute-gravity gradiometry using atom interferometry,” *Phys. Rev. A*, vol. 65, p. 033608, Feb 2002. [Online]. Available : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.65.033608> (Citée page 15.)
- [27] X.-C. Duan, M.-K. Zhou, D.-K. Mao, H.-B. Yao, X.-B. Deng, J. Luo, and Z.-K. Hu, “Operating an atom-interferometry-based gravity gradiometer by the dual-fringe-locking method,” *Phys. Rev. A*, vol. 90, p. 023617, Aug 2014. [Online]. Available : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.90.023617> (Citée pages 15 et 16.)
- [28] Y.-P. Wang, J.-Q. Zhong, X. Chen, R.-B. Li, D.-W. Li, L. Zhu, H.-W. Song, J. Wang, and M.-S. Zhan, “Extracting the differential phase in dual atom interferometers by modulating magnetic fields,” *Optics Communications*, vol. 375, no. Supplement C, pp. 34 – 37, 2016. [Online]. Available : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0030401816303479> (Citée page 16.)

- [29] G. D’Amico, F. Borselli, L. Cacciapuoti, M. Prevedelli, G. Rosi, F. Sorrentino, and G. M. Tino, “Bragg interferometer for gravity gradient measurements,” *Phys. Rev. A*, vol. 93, p. 063628, Jun 2016. [Online]. Available : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.93.063628> (Citée pages 16 et 18.)
- [30] S.-w. Chiow, J. Williams, and N. Yu, “Noise reduction in differential phase extraction of dual atom interferometers using an active servo loop,” *Phys. Rev. A*, vol. 93, p. 013602, Jan 2016. [Online]. Available : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.93.013602> (Citée page 16.)
- [31] O. Carraz, C. Siemes, L. Massotti, R. Haagmans, and P. Silvestrin, “A spaceborne gravity gradiometer concept based on cold atom interferometers for measuring earth’s gravity field,” *Microgravity Science and Technology*, vol. 26, no. 3, pp. 139–145, Oct 2014. [Online]. Available : <https://doi.org/10.1007/s12217-014-9385-x> (Citée page 16.)
- [32] L. Zhou, S. Long, B. Tang, X. Chen, F. Gao, W. Peng, W. Duan, J. Zhong, Z. Xiong, J. Wang, Y. Zhang, and M. Zhan, “Test of equivalence principle at 10^{-8} level by a dual-species double-diffraction raman atom interferometer,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 115, p. 013004, Jul 2015. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.115.013004> (Citée page 16.)
- [33] A. Bonnin, N. Zahzam, Y. Bidet, and A. Bresson, “Characterization of a simultaneous dual-species atom interferometer for a quantum test of the weak equivalence principle,” *Phys. Rev. A*, vol. 92, p. 023626, Aug 2015. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.92.023626> (Citée pages 16 et 98.)
- [34] C. C. N. Kuhn, G. D. McDonald, K. S. Hardman, S. Bennetts, P. J. Everitt, P. A. Altin, J. E. Debs, J. D. Close, and N. P. Robins, “A bose-condensed, simultaneous dual-species mach-zehnder atom interferometer,” *New Journal of Physics*, vol. 16, no. 7, p. 073035, 2014. [Online]. Available : <http://stacks.iop.org/1367-2630/16/i=7/a=073035> (Citée page 16.)
- [35] G. Tino, F. Sorrentino, D. Aguilera, B. Battelier, A. Bertoldi, Q. Bodart, K. Bongs, P. Bouyer, C. Braxmaier, L. Cacciapuoti, N. Gaaloul, N. Gürlebeck, M. Hauth, S. Herrmann, M. Krutzik, A. Kubelka, A. Landragin, A. Milke, A. Peters, E. Rasel, E. Rocco, C. Schubert, T. Schuldt, K. Sengstock, and A. Wicht, “Precision gravity tests with atom interferometry in space,” *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, vol. 243-244, no. Supplement C, pp. 203 – 217, 2013, proceedings of the IV International Conference on Particle and Fundamental Physics in Space. [Online]. Available : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0920563213005471> (Citée page 16.)
- [36] B. Barrett, L. Antoni-Micollier, L. Chichet, B. Battelier, P.-A. Gominet, A. Bertoldi, P. Bouyer, and A. Landragin, “Correlative methods for dual-species quantum tests of the weak equivalence principle,” *New Journal of Physics*, vol. 17, no. 8, p. 085010,

2015. [Online]. Available : <http://stacks.iop.org/1367-2630/17/i=8/a=085010> (Citée page 16.)
- [37] M. K. Ivory, A. R. Ziltz, C. T. Fancher, A. J. Pyle, A. Sensharma, B. Chase, J. P. Field, A. Garcia, D. Jervis, and S. Aubin, “Atom chip apparatus for experiments with ultracold rubidium and potassium gases,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 85, no. 4, p. 043102, 2014. [Online]. Available : <https://doi.org/10.1063/1.4869781> (Citée page 16.)
- [38] L. Essen and J. V. L. Parry, “An atomic standard of frequency and time interval : A caesium resonator,” *Nature*, vol. 176, no. 4476, pp. 280–282, Aug. 1955. [Online]. Available : <http://www.nature.com/nature/journal/v176/n4476/abs/176280a0.html> (Citée page 18.)
- [39] A. Clairon, C. Salomon, S. Guellati, and W. D. Phillips, “Ramsey resonance in a zacharias fountain,” *EPL (Europhysics Letters)*, vol. 16, no. 2, p. 165, 1991. [Online]. Available : <http://stacks.iop.org/0295-5075/16/i=2/a=008> (Citée page 18.)
- [40] B. Barrett, R. Geiger, I. Dutta, M. Meunier, B. Canuel, A. Gauguier, P. Bouyer, and A. Landragin, “The sagnac effect : 20 years of development in matter-wave interferometry,” *Comptes Rendus Physique*, vol. 15, no. 10, pp. 875 – 883, 2014, the Sagnac effect : 100 years later / L’effet Sagnac : 100 ans après. [Online]. Available : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1631070514001467> (Citée pages 18 et 30.)
- [41] R. Bouchendira, P. Cladé, S. Guellati-Khélifa, F. Nez, and F. Biraben, “State of the art in the determination of the fine structure constant : test of quantum electrodynamics and determination of $h/m\mu$,” *Annalen der Physik*, vol. 525, no. 7, pp. 484–492, 2013. [Online]. Available : <http://dx.doi.org/10.1002/andp.201300044> (Citée page 18.)
- [42] S. Dimopoulos and A. A. Geraci, “Probing submicron forces by interferometry of bose-einstein condensed atoms,” *Phys. Rev. D*, vol. 68, p. 124021, Dec 2003. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.68.124021> (Citée page 18.)
- [43] R. Messina, S. Pelisson, M.-C. Angonin, and P. Wolf, “Atomic states in optical traps near a planar surface,” *Phys. Rev. A*, vol. 83, p. 052111, May 2011. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.83.052111> (Citée page 18.)
- [44] T. M. Niebauer, G. S. Sasagawa, J. E. Faller, R. Hilt, and F. Klopping, “A new generation of absolute gravimeters,” *Metrologia*, vol. 32, no. 3, p. 159, 1995. [Online]. Available : <http://stacks.iop.org/0026-1394/32/i=3/a=004> (Citée page 18.)
- [45] C. Bordé, “Atomic interferometry with internal state labelling,” *Physics Letters A*, vol. 140, no. 1, 2, pp. 10 – 12, 1989. [Online]. Available : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375960189905379> (Citée page 20.)

- [46] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, and D. E. Pritchard, “Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 59, pp. 2631–2634, Dec 1987. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.59.2631> (Citée page 21.)
- [47] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, “Laser cooling below the doppler limit by polarization gradients : simple theoretical models,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 6, no. 11, pp. 2023–2045, Nov 1989. [Online]. Available : <http://josab.osa.org/abstract.cfm?URI=josab-6-11-2023> (Citée pages 21 et 61.)
- [48] T. Hänsch and A. Schawlow, “Cooling of gases by laser radiation,” *Optics Communications*, vol. 13, no. 1, pp. 68 – 69, 1975. [Online]. Available : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0030401875901595> (Citée page 21.)
- [49] J. Dalibard, S. Reynaud, and C. Cohen-Tannoudji, “Potentialities of a new ? + - ? - laser configuration for radiative cooling and trapping,” *Journal of Physics B : Atomic and Molecular Physics*, vol. 17, no. 22, p. 4577, 1984. [Online]. Available : <http://stacks.iop.org/0022-3700/17/i=22/a=018> (Citée page 22.)
- [50] D. J. Wineland, J. Dalibard, and C. Cohen-Tannoudji, “Sisyphus cooling of a bound atom,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 9, no. 1, pp. 32–42, Jan 1992. [Online]. Available : <http://josab.osa.org/abstract.cfm?URI=josab-9-1-32> (Citée page 22.)
- [51] J. Schoser, A. Batär, R. Löw, V. Schweikhard, A. Grabowski, Y. B. Ovchinnikov, and T. Pfau, “Intense source of cold rb atoms from a pure two-dimensional magneto-optical trap,” *Phys. Rev. A*, vol. 66, p. 023410, Aug 2002. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.66.023410> (Citée pages 22 et 61.)
- [52] P. Berthoud, E. Fretel, and P. Thomann, “Bright, slow, and continuous beam of laser-cooled cesium atoms,” *Phys. Rev. A*, vol. 60, pp. R4241–R4244, Dec 1999. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.60.R4241> (Citée page 22.)
- [53] S. ichi Ohshima, T. Kurosu, T. Ikegami, and Y. Nakadan, “Cesium atomic fountain with two-dimensional moving molasses,” *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 34, no. 9A, p. L1170, 1995. [Online]. Available : <http://stacks.iop.org/1347-4065/34/i=9A/a=L1170> (Citée page 22.)
- [54] D. A. Steck, *Rubidium 87 D Line Data*, Jan 2015. [Online]. Available : <http://steck.us/alkalidata/> (Citée pages 23, 56, 62, 157, 158 et 159.)
- [55] W. H. Bragg and W. L. Bragg, “The reflection of x-rays by crystals,” *Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, vol. 88, no. 605, pp. 428–438, 1913. [Online]. Available : <http://rspa.royalsocietypublishing.org/content/88/605/428> (Citée page 26.)

- [56] E. Fermi and L. Marshall, “Interference phenomena of slow neutrons,” *Phys. Rev.*, vol. 71, pp. 666–677, May 1947. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.71.666> (Citée page 26.)
- [57] H. Rauch, W. Treimer, and U. Bonse, “Test of a single crystal neutron interferometer,” *Physics Letters A*, vol. 47, no. 5, pp. 369 – 371, 1974. [Online]. Available : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375960174901327> (Citée page 26.)
- [58] P. J. Martin, B. G. Oldaker, A. H. Miklich, and D. E. Pritchard, “Bragg scattering of atoms from a standing light wave,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 60, pp. 515–518, Feb 1988. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.60.515> (Citée page 26.)
- [59] P. Cheinet, B. Canuel, F. P. D. Santos, A. Gauguier, F. Yver-Leduc, and A. Landragin, “Measurement of the sensitivity function in a time-domain atomic interferometer,” *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, vol. 57, no. 6, pp. 1141–1148, June 2008. (Citée pages 26 et 28.)
- [60] M. Kasevich and S. Chu, “Measurement of the gravitational acceleration of an atom with a light-pulse atom interferometer,” *Applied Physics B*, vol. 54, no. 5, pp. 321–332, 1992. [Online]. Available : <http://dx.doi.org/10.1007/BF00325375> (Citée page 29.)
- [61] Sagnac, G., “Effet tourbillonnaire optique. la circulation de l’éther lumineux dans un interférographe tournant,” *J. Phys. Theor. Appl.*, vol. 4, no. 1, pp. 177–195, 1914. [Online]. Available : <https://doi.org/10.1051/jphystap:019140040017700> (Citée page 30.)
- [62] F. Théron, “Développement d’un gradiogravimètre à atomes froids et d’un système laser télécom doublé pour les applications embarquées,” Ph.D. dissertation, Université Pierre et Marie Curie, Nov 2015. (Citée page 32.)
- [63] A. L. Migdall, J. V. Prodan, W. D. Phillips, T. H. Bergeman, and H. J. Metcalf, “First observation of magnetically trapped neutral atoms,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 54, pp. 2596–2599, Jun 1985. [Online]. Available : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.54.2596> (Citée page 34.)
- [64] J. D. Weinstein and K. G. Libbrecht, “Microscopic magnetic traps for neutral atoms,” *Phys. Rev. A*, vol. 52, pp. 4004–4009, Nov 1995. [Online]. Available : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.52.4004> (Citée page 34.)
- [65] J. Reichel, W. Hänsel, and T. W. Hänsch, “Atomic micromanipulation with magnetic surface traps,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 83, pp. 3398–3401, Oct 1999. [Online]. Available : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.83.3398> (Citée pages 34 et 108.)
- [66] M. Keil, O. Amit, S. Zhou, D. Groswasser, Y. Japha, and R. Folman, “Fifteen years of cold matter on the atom chip : promise, realizations, and prospects,”

- Journal of Modern Optics*, vol. 63, no. 18, pp. 1840–1885, 2016. [Online]. Available : <http://dx.doi.org/10.1080/09500340.2016.1178820> (Citée page 34.)
- [67] D. M. Brink and C. V. Sukumar, “Majorana spin-flip transitions in a magnetic trap,” *Phys. Rev. A*, vol. 74, p. 035401, Sep 2006. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.74.035401> (Citée pages 37 et 38.)
- [68] W. Ketterle and N. V. Druten, “Evaporative cooling of trapped atoms,” *Advances In Atomic, Molecular, and Optical Physics*, vol. 37, pp. 181 – 236, 1996. [Online]. Available : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1049250X08601019> (Citée page 39.)
- [69] C. Zener, “A theory of the electrical breakdown of solid dielectrics,” *Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, vol. 145, no. 855, pp. 523–529, 1934. [Online]. Available : <http://rspa.royalsocietypublishing.org/content/145/855/523> (Citée page 41.)
- [70] T. Dekorsy, P. Leisching, C. Waschke, K. Kohler, K. Leo, H. G. Roskos, and H. Kurz, “Terahertz bloch oscillations in semiconductor superlattices,” *Semiconductor Science and Technology*, vol. 9, no. 11S, p. 1959, 1994. [Online]. Available : <http://stacks.iop.org/0268-1242/9/i=11S/a=017> (Citée page 41.)
- [71] M. Ben Dahan, E. Peik, J. Reichel, Y. Castin, and C. Salomon, “Bloch oscillations of atoms in an optical potential,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 76, pp. 4508–4511, Jun 1996. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.76.4508> (Citée page 41.)
- [72] R. Legere and K. Gibble, “Quantum scattering in a juggling atomic fountain,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 81, pp. 5780–5783, Dec 1998. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.81.5780> (Citée pages 41 et 80.)
- [73] P. Cladé, “Interféromètres atomiques dans un réseau optique,” Ph.D. dissertation, Université Pierre et Marie Curie, Oct 2005. (Citée page 43.)
- [74] E. Peik, M. Ben Dahan, I. Bouchoule, Y. Castin, and C. Salomon, “Bloch oscillations and an accelerator for cold atoms,” *Applied Physics B*, vol. 65, no. 6, pp. 685–692, 1997. [Online]. Available : <http://dx.doi.org/10.1007/s003400050334> (Citée page 43.)
- [75] D. M. Giltner, R. W. McGowan, and S. A. Lee, “Atom interferometer based on bragg scattering from standing light waves,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 75, pp. 2638–2641, Oct 1995. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.75.2638> (Citée page 46.)
- [76] H. Müller, S.-w. Chiow, Q. Long, S. Herrmann, and S. Chu, “Atom interferometry with up to 24-photon-momentum-transfer beam splitters,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 100, p. 180405, May 2008. [Online]. Available : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.100.180405> (Citée pages 47 et 86.)

- [77] J. M. McGuirk, M. J. Snadden, and M. A. Kasevich, “Large area light-pulse atom interferometry,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 85, pp. 4498–4501, Nov 2000. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.85.4498> (Citée page 47.)
- [78] S.-w. Chiow, T. Kovachy, H.-C. Chien, and M. A. Kasevich, “102hk large area atom interferometers,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 107, p. 130403, Sep 2011. [Online]. Available : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.107.130403> (Citée page 47.)
- [79] H. Müller, S.-w. Chiow, S. Herrmann, and S. Chu, “Atom interferometers with scalable enclosed area,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 102, p. 240403, Jun 2009. [Online]. Available : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.102.240403> (Citée page 47.)
- [80] T. Kovachy, S.-w. Chiow, and M. A. Kasevich, “Adiabatic-rapid-passage multiphoton bragg atom optics,” *Phys. Rev. A*, vol. 86, p. 011606, Jul 2012. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.86.011606> (Citée page 47.)
- [81] G. D. McDonald, C. C. N. Kuhn, S. Bennetts, J. E. Debs, K. S. Hardman, M. Johnsson, J. D. Close, and N. P. Robins, “80hk momentum separation with bloch oscillations in an optically guided atom,” *Phys. Rev. A*, vol. 88, p. 053620, Nov 2013. [Online]. Available : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.88.053620> (Citée pages 47 et 48.)
- [82] T. Lévêque, A. Gauguier, F. Michaud, F. Pereira Dos Santos, and A. Landragin, “Enhancing the area of a raman atom interferometer using a versatile double-diffraction technique,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 103, p. 080405, Aug 2009. [Online]. Available : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.103.080405> (Citée page 47.)
- [83] H. Ahlers, H. Müntinga, A. Wenzlawski, M. Krutzik, G. Tackmann, S. Abend, N. Gaaloul, E. Giese, A. Roura, R. Kuhl, C. Lämmerzahl, A. Peters, P. Windpassinger, K. Sengstock, W. P. Schleich, W. Ertmer, and E. M. Rasel, “Double bragg interferometry,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 116, p. 173601, Apr 2016. [Online]. Available : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.116.173601> (Citée page 47.)
- [84] S. Merlet, L. Volodimer, M. Lours, and F. Pereira Dos Santos, “A simple laser system for atom interferometry,” *Applied Physics B*, vol. 117, no. 2, pp. 749–754, 2014. [Online]. Available : <http://dx.doi.org/10.1007/s00340-014-5890-2> (Citée pages 53, 69 et 137.)
- [85] P. Cheinet, “Conception et réalisation d’un gravimètre à atomes froids,” Ph.D. dissertation, Université Pierre et Marie Curie, Mar 2006. (Citée pages 61 et 64.)
- [86] B. Pelle, “Interféromètres atomiques dans un réseau optique,” Ph.D. dissertation, Université Pierre et Marie Curie, Oct 2013. (Citée pages 64 et 67.)

- [87] G. Santarelli, P. Laurent, P. Lemonde, A. Clairon, A. G. Mann, S. Chang, A. N. Luiten, and C. Salomon, “Quantum projection noise in an atomic fountain : A high stability cesium frequency standard,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 82, pp. 4619–4622, Jun 1999. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.82.4619> (Citée page 64.)
- [88] H. Müller, S. wey Chiow, Q. Long, and S. Chu, “Phase-locked, low-noise, frequency agile titanium :sapphire lasers for simultaneous atom interferometers,” *Opt. Lett.*, vol. 31, no. 2, pp. 202–204, Jan 2006. [Online]. Available : <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-31-2-202> (Citée page 74.)
- [89] F. Sorrentino, Y.-H. Lien, G. Rosi, L. Cacciapuoti, M. Prevedelli, and G. M. Tino, “Sensitive gravity-gradiometry with atom interferometry : progress towards an improved determination of the gravitational constant,” *New Journal of Physics*, vol. 12, no. 9, p. 095009, 2010. [Online]. Available : <http://stacks.iop.org/1367-2630/12/i=9/a=095009> (Citée page 80.)
- [90] T. M. Brzozowski, M. Maczynska, M. Zawada, J. Zachorowski, and W. Gawlik, “Time-of-flight measurement of the temperature of cold atoms for short trap-probe beam distances,” *Journal of Optics B : Quantum and Semiclassical Optics*, vol. 4, no. 1, p. 62, 2002. [Online]. Available : <http://stacks.iop.org/1464-4266/4/i=1/a=310> (Citée page 88.)
- [91] S. Abend, M. Gebbe, M. Gersemann, H. Ahlers, H. Müntinga, E. Giese, N. Gaaloul, C. Schubert, C. Lämmerzahl, W. Ertmer, W. P. Schleich, and E. M. Rasel, “Atom-chip fountain gravimeter,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 117, p. 203003, Nov 2016. [Online]. Available : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.117.203003> (Citée pages 92 et 93.)
- [92] G. T. Foster, J. B. Fixler, J. M. McGuirk, and M. A. Kasevich, “Method of phase extraction between coupled atom interferometers using ellipse-specific fitting,” *Opt. Lett.*, vol. 27, no. 11, pp. 951–953, Jun 2002. [Online]. Available : <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-27-11-951> (Citée pages 98 et 102.)
- [93] F. P. Dos Santos, “Differential phase extraction in an atom gradiometer,” *Phys. Rev. A*, vol. 91, p. 063615, Jun 2015. [Online]. Available : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.91.063615> (Citée pages 99, 101, 102 et 138.)
- [94] M. Langlois, R. Caldani, A. Trimeche, S. Merlet, and F. Pereira dos Santos, “Differential phase extraction in dual interferometers exploiting the correlation between classical and quantum sensors,” *Phys. Rev. A*, vol. 96, p. 053624, Nov 2017. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.96.053624> (Citée pages 99 et 149.)
- [95] J. Le Gouët, P. Cheinet, J. Kim, D. Holleville, A. Clairon, A. Landragin, and F. Pereira Dos Santos, “Influence of lasers propagation delay on the sensitivity of atom interferometers,” *The European Physical Journal D*, vol. 44, no. 3, pp. 419–425, 2007. [Online]. Available : <http://dx.doi.org/10.1140/epjd/e2007-00218-2> (Citée pages 103 et 139.)

- [96] J. Fortagh and C. Zimmermann, “Magnetic microtraps for ultracold atoms,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 79, pp. 235–289, Feb 2007. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.79.235> (Citée page 107.)
- [97] D. M. Farkas, K. M. Hudek, S. Du, and D. Z. Anderson, “Efficient direct evaporative cooling in an atom-chip magnetic trap,” *Phys. Rev. A*, vol. 87, p. 053417, May 2013. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.87.053417> (Citée page 108.)
- [98] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*. John Wiley and Sons, Inc., 1962. [Online]. Available : <https://archive.org/details/ClassicalElectrodynamics> (Citée page 115.)
- [99] J. Rudolph, W. Herr, C. Grzeschik, T. Sternke, A. Grote, M. Popp, D. Becker, H. Müntinga, H. Ahlers, A. Peters, C. Lämmerzahl, K. Sengstock, N. Gaaloul, W. Ertmer, and E. M. Rasel, “A high-flux bec source for mobile atom interferometers,” *New Journal of Physics*, vol. 17, no. 6, p. 065001, 2015. [Online]. Available : <http://stacks.iop.org/1367-2630/17/i=6/a=065001> (Citée page 119.)
- [100] H. Ammann and N. Christensen, “Delta kick cooling : A new method for cooling atoms,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 78, pp. 2088–2091, Mar 1997. [Online]. Available : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.78.2088> (Citée page 140.)
- [101] A. Trimeche, M. Langlois, S. Merlet, and F. Pereira Dos Santos, “Active control of laser wavefronts in atom interferometers,” *Phys. Rev. Applied*, vol. 7, p. 034016, Mar 2017. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevApplied.7.034016> (Citée page 141.)
- [102] A. Louchet-Chauvet, T. Farah, Q. Bodart, A. Clairon, A. Landragin, S. Merlet, and F. P. D. Santos, “The influence of transverse motion within an atomic gravimeter,” *New Journal of Physics*, vol. 13, no. 6, p. 065025, 2011. [Online]. Available : <http://stacks.iop.org/1367-2630/13/i=6/a=065025> (Citée page 141.)
- [103] J. Le Gouët, T. Mehlstäubler, J. Kim, S. Merlet, A. Clairon, A. Landragin, and F. Pereira Dos Santos, “Limits to the sensitivity of a low noise compact atomic gravimeter,” *Applied Physics B*, vol. 92, no. 2, pp. 133–144, Aug 2008. [Online]. Available : <https://doi.org/10.1007/s00340-008-3088-1> (Citée page 141.)
- [104] B. Luzum, N. Capitaine, A. Fienga, W. Folkner, T. Fukushima, J. Hilton, C. Hohenkerk, G. Krasinsky, G. Petit, E. Pitjeva, M. Soffel, and P. Wallace, “The iau 2009 system of astronomical constants : the report of the iau working group on numerical standards for fundamental astronomy,” *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*, vol. 110, no. 4, p. 293, Jul 2011. [Online]. Available : <https://doi.org/10.1007/s10569-011-9352-4> (Citée page 158.)

Mehdi LANGLOIS

Conception et réalisation d'un gradiomètre de gravité à atomes froids

Cette thèse porte sur la conception et la réalisation d'une nouvelle expérience d'interféromètre atomique au SYRTE. Elle permettra de réaliser des mesures ultrasensibles du gradient vertical de gravité. Cette expérience fonctionnera à terme en utilisant comme source des atomes ultra-froids, préparés sur une puce à atomes. Elle utilisera comme séparatrices des transitions multiphotoniques, obtenues par diffraction de Bragg d'ordre élevé. Le transport des atomes sera assuré par des réseaux optiques en mouvement. Une première partie du dispositif expérimental a été assemblée et son fonctionnement a été validé en réalisant un interféromètre dual. Cet interféromètre est réalisé sur deux ensembles d'atomes produits successivement à partir de la même source d'atomes froids, et interrogés par une même paire de faisceaux Raman. Une nouvelle méthode d'extraction de la phase différentielle a été démontrée expérimentalement. Elle repose sur l'exploitation des corrélations entre les mesures de phase des interféromètres et une estimation de la phase sismique fournie par la mesure annexe d'un capteur classique.

Mots-clés : interférométrie atomique, atomes froids, capteur inertiel, gravimètre, gradiomètre, puce à atomes.

Design and realisation of a cold atom gravity gradiometer

This thesis is about the design and realisation of a new atomic interferometer experiment at SYRTE. It will allow ultra-sensitive measurements of the vertical gradient of gravity. This experiment will work using ultra-cold atoms as a source, prepared on an atom chip. It will use large momentum transfer beam-splitter, obtained by high order Bragg diffraction. The transport of atoms will be provided by moving optical lattices. A first part of the experimental setup was assembled and its operation was validated by producing a dual interferometer. This interferometer is performed on two atomic clouds produced successively from the same source of cold atoms, and interrogated by the same pair of Raman beams. A new method of differential phase extraction has been experimentally demonstrated. It is based on the exploitation of the correlations between the interferometer phase measurements and the estimation of the seismic phase provided by an additional classical sensor.

Keywords : atom interferometry, cold atoms, inertial sensor, gravimeter, gradiometer, atom chip.