



HAL
open science

Expériences d'interférométrie atomique avec l'atome de lithium

Marion Jacquey

► **To cite this version:**

Marion Jacquey. Expériences d'interférométrie atomique avec l'atome de lithium. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2006. Français. NNT: . tel-00129507

HAL Id: tel-00129507

<https://theses.hal.science/tel-00129507v1>

Submitted on 7 Feb 2007

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
présentée pour obtenir
le grade de DOCTEUR EN SCIENCES
spécialité
Physique quantique
par
MARION JACQUEY

**EXPÉRIENCES D'INTERFÉROMÉTRIE ATOMIQUE
AVEC L'ATOME DE LITHIUM**

Soutenue le 4 Décembre 2006 devant la commission d'examen :

M. Alain	ASPECT	Président du jury
M. Matthias	BÜCHNER	Examinateur
M. Jean	DALIBARD	Rapporteur
M. Bertrand	GIRARD	Examinateur
M. Guglielmo	TINO	Rapporteur
M. Jacques	VIGUÉ	Directeur de thèse

Laboratoire Collisions Agrégats Réactivité, UMR 5589, CNRS
IRSAMC, Université Paul Sabatier Toulouse, FRANCE

Table des matières

INTRODUCTION	xiii
.1 Ondes lumineuses et ondes de matière	xiv
.2 Les premiers interféromètres à ondes de matière	xvi
.3 Apport de l'interférométrie atomique	xvii
.4 Source atomique et manipulation cohérente	xvii
.4.1 Sources et détecteurs	xvii
.4.2 Manipulation cohérente des ondes atomiques	xviii
.5 Exemples d'interféromètres	xxi
.5.1 Interféromètre de polarisation	xxi
.5.2 Interféromètre à division du front d'onde :	xxii
.5.3 Interféromètre de Ramsey Bordé	xxiii
.5.4 Interféromètre à division d'amplitude	xxiii
.6 Mesures par interférométrie atomique	xxvi
.6.1 Principe	xxvi
.6.2 Exemples d'applications	xxvii
.7 Plan de la thèse	xxix
I Dispositif Experimental	1
I.1 Source atomique	1
I.1.1 Caractéristiques du jet supersonique	2
I.1.2 Réalisation du four de lithium	7
I.1.3 Collimation	9
I.2 Système à vide	13
I.3 L'interféromètre atomique	15
I.3.1 Source des ondes stationnaires	15
I.3.2 Banc optique-support des miroirs	17
I.3.3 Alignement des miroirs M_j des ondes stationnaires	19
I.3.4 Mise en place et alignements des fentes	20
I.4 Détection	21
I.4.1 Ionisation par le fil chaud	21
I.4.2 Collection et comptage	24
I.4.3 Perspective : sélection en masse	26
I.4.4 Optique ionique envisagée	28
I.5 Conclusion	30

II	Diffraction laser de l'onde atomique	31
II.1	Propagation de l'atome à travers une onde lumineuse stationnaire	31
II.1.1	Origine du potentiel lumineux	33
II.1.2	Expression du potentiel lumineux d'interaction dans le cas d'une onde laser stationnaire :	33
II.1.3	Equation de Schrödinger	34
II.1.4	Les états de Bloch	35
II.1.5	Principe de la diffraction	38
II.2	Diffraction de Bragg	39
II.2.1	Principe de la diffraction de Bragg	39
II.2.2	Probabilité de diffraction à l'ordre $p = 1$ dans le régime de Bragg .	41
II.2.3	Sélectivité en vitesse de la diffraction d'ordre 1	42
II.3	Modélisation numérique de la diffraction	43
II.3.1	Hypothèses du modèle numérique	44
II.3.2	Résultats des simulations :	48
II.4	Diffraction d'atomes de lithium	52
II.4.1	Paramètres expérimentaux	52
II.4.2	Emission spontanée	53
II.4.3	Profils de diffraction	54
II.5	Conclusions	57
III	Interféromètre de type Mach Zehnder	59
III.1	Modèle en ondes planes de l'interféromètre	60
III.2	Modélisation numérique des signaux d'interférences	62
III.2.1	Perte d'intensité liée à la sélectivité de la diffraction	66
III.2.2	Effets sur la visibilité et l'intensité moyenne des franges	66
III.3	Réglages de l'interféromètre et signaux observés	68
III.3.1	Réalisation de l'interféromètre	68
III.3.2	Signaux expérimentaux	70
III.3.3	Caractéristiques de l'interféromètre	74
III.4	Bruit de phase dû aux vibrations de l'interféromètre	81
III.4.1	Sensibilité aux termes d'accélération et de rotation	82
III.4.2	Dynamique du banc de l'interféromètre	83
III.4.3	Expression du bruit de phase lié aux vibrations	85
III.4.4	Application au banc de l'interféromètre de Toulouse	86
III.4.5	Visibilité des franges comme mesure du bruit de phase	90
III.4.6	Comment réduire le bruit de phase de vibrations?	91
III.4.7	Evolution de la visibilité des franges d'interférences atomiques au cours du temps	94
III.4.8	Bilan	94
III.5	Conclusions	95

IV	Polarisabilité électrique de l'atome de lithium	97
IV.1	Définition de la polarisabilité	98
IV.2	Revue des méthodes expérimentales de mesure de la polarisabilité électrique	98
IV.2.1	Méthode par déflexion électrostatique	99
IV.2.2	Méthode "E-H gradient balance"	101
IV.2.3	Mesure par interférométrie atomique	102
IV.2.4	Méthode par temps de vol au travers d'une fontaine atomique . . .	105
IV.3	Principe de l'expérience	106
IV.4	Résultats expérimentaux	107
IV.4.1	Le condensateur électrique	107
IV.4.2	Procédure expérimentale	112
IV.4.3	Analyse des données	114
IV.4.4	Polarisabilité électronique de l'atome de lithium	121
IV.5	Comparaison avec les calculs théoriques	121
IV.5.1	Polarisabilité statique d'un alcalin dans son état fondamental	122
IV.5.2	Polarisabilité électrique de l'atome de lithium dans son état fonda- mental	125
IV.5.3	Analyse des valeurs théoriques de la polarisabilité de Li	129
IV.5.4	Mise en perspective des mesures expérimentales et théoriques	132
IV.6	Conclusion	137
V	Indice de réfraction	139
V.1	Introduction	139
V.2	Principe de l'expérience	140
	144
A.	Eléments théoriques	144
V.3	Expression de l'indice de réfraction en fonction de l'amplitude de diffusion	144
V.3.1	Cas de centres diffusants fixes	144
V.3.2	Cas des cibles mobiles	146
V.4	Calcul de l'amplitude de diffusion	147
V.5	Potentiel d'interaction alcalin- gaz rare	150
V.6	Allure des oscillations de gloire	151
	153
B.	Dispositif expérimental	153
V.7	Cellule de gaz	153
V.7.1	Conception	153
V.7.2	Réalisation	153
V.7.3	Mode opératoire de remplissage et vidage de la cellule	155
V.7.4	Temps de vidage de la cellule :	157
V.7.5	Mesure de la pression à l'intérieur de la cellule de gaz	157
V.7.6	Gaz introduits	157
V.8	Effet du gaz dans la cellule	158
V.8.1	Modification de la pression résiduelle dans l'enceinte de l'interféromètre	158
V.8.2	Correction de la mesure de pression	160

V.8.3	Atténuation des jets atomiques	161
V.8.4	Densité de gaz dans la cellule-longueur d'interaction	163
V.9	Positionnement de la cellule	164
V.9.1	Support et arrivée de gaz	164
V.9.2	Alignement	166
V.9.3	Positionnement	167
V.9.4	Effet du septum en fonction de la vitesse et de l'ordre de diffraction	169
V.10	L'onde de matière de vitesse réglable	171
V.10.1	Mélangeur de gaz	171
V.10.2	Mesure de la vitesse moyenne des atomes incidents par diffraction atomique	173
V.11	Procédure expérimentale d'acquisition des données	175
V.12	Résultats expérimentaux	179
V.12.1	Analyse des données expérimentales	179
V.12.2	Mesures des parties réelle et imaginaire de l'indice de réfraction . .	183
V.12.3	Section efficace	185
V.12.4	Oscillations de gloire des parties réelles et imaginaires	188
V.12.5	Oscillation de gloire du rapport $\rho = Re(n - 1)/Im(n - 1)$	189
V.13	Comparaison pour les ondes de sodium et de lithium	191
V.14	Bilan et perspectives	193
VI	Prochaines mesures interférométriques	195
	195
A.	Effet HMW	195
VI.1	Les différents effets de type Aharonov Bohm	196
VI.1.1	Effet Aharonov Bohm	196
VI.1.2	Effet Aharonov Casher	196
VI.1.3	Effet He-MacKellar-Wilkens et effet dual AharonovBohm	197
VI.2	Généralisation de l'effet HMW aux atomes	199
VI.2.1	Propagation d'une particule neutre dans des champs électrique et magnétique croisés	199
VI.2.2	Géométrie proposée par H. Wei	200
VI.2.3	Géométrie proposée par notre équipe	200
VI.2.4	Ordre de grandeur de la mesure interférométrique	202
VI.3	Cellule d'interaction	203
VI.3.1	Partie électrique de la cellule de mesure	203
VI.3.2	Partie magnétique de la cellule de mesure	204
VI.3.3	Ordre de grandeur attendu	206
VI.4	Procédure expérimentale	207
	208
B.	Interaction atome surface	208
VI.5	Echelles de distance de l'interaction atome surface	208
VI.6	Interaction atome-surface dans le régime de van der Waals	209
VI.6.1	Modification de l'onde atomique à la traversée d'un réseau matériel	210

VI.6.2	Expérience par interférométrie sur le sodium	211
VI.6.3	Projet de mesure sur le lithium à Toulouse	211
VI.7	Proposition pour l'étude de la transition de VdW vers CP	213
	214
C.	Conclusions	214
VII	Conclusion	215
	Annexe	221
A	L'atome de lithium	221
B	Dynamique du banc de l'interféromètre	223
B.1	Equations du mouvement	223
B.2	Solutions des équations	224
B.3	Facteurs de qualité	225
C	Calcul du champ électrique dans le condensateur	229
C.1	Potentiel électrostatique $V(x, z)$	229
C.2	Champ électrique $E(x, z)$	230
C.3	Longueur effective du condensateur	230
C.4	Dépendance de L_{eff} avec la distance à la surface du septum	231
D	Article : Mise en évidence de la sélectivité isotopique et en vitesse de l'interféromètre	233
D.1	Calculation of the magnetic dephasing effect	234
D.2	Some experimental details	236
D.3	Test of the isotopic selectivity	237
D.4	Test of velocity selectivity	238
D.5	Conclusions	239
	Bibliographie	241

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier en premier lieu Jacques Vigué pour m'avoir accueillie dans son équipe et avoir accepté de diriger ma thèse. Je le remercie sincèrement de l'attention quotidienne qu'il a apporté à mon travail ainsi que pour ses nombreux conseils autant expérimentaux que théoriques. Je lui suis également reconnaissante du temps qu'il m'a consacré au moment de la rédaction de ce manuscrit et pour les nombreuses discussions pendant lesquelles il me faisait profiter de son incroyable culture scientifique.

Mes remerciements s'adressent ensuite aux membres du jury pour l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail de thèse. Je remercie sincèrement Monsieur Alain Aspect d'avoir accepté de juger de mon travail. Je remercie chaleureusement Monsieur Jean Dalibard, d'avoir examiné mon manuscrit et jugé de son contenu. J'adresse également un grand merci à Monsieur Guglielmo Tino qui a accepté de relire ce travail malgré la différence de langue : Caro Guglielmo, la ringrazio con tutto il cuore per el interesse manifestato per al mio lavoro di tesi di dottorato.

Enfin, je remercie particulièrement le professeur Bertrand Girard d'avoir accepté d'être membre de mon jury mais aussi de m'avoir accueilli au sein de son laboratoire et de son équipe pour mes premiers pas dans la recherche voilà déjà plus de 5 ans.

Je tiens aussi à remercier sincèrement tous ceux qui ont participé à la grande aventure de l'interférométrie atomique à Toulouse : Matthias Buchner avec qui j'ai partagé le quotidien parfois ingrat de l'interféromètre. Je remercie aussi Alain Miffre, Rémi Delhuille et Caroline Champenois qui m'ont chacun apporté leur expériences et leur connaissances de l'interféromètre, ainsi que tous les stagiaires avec lesquels j'ai pu travailler : Pierre Genest, Laura Lazar, Ludovic Arnaud, Claus Schmitzer et Nicolas Felix.

J'adresse un immense et sincère merci à Monsieur Gérard Tréneç qui tout au long de ma thèse a été présent et toujours disponible pour répondre à mes questions. J'ai pu profiter de son intarissable savoir autant en optique qu'en mécanique ainsi que de son savoir faire sur le laser à colorant. Cher Gérard merci aussi de ta disponibilité, de ton amabilité et de l'attention que tu m'a portée pendant ces trois années. Le bonjour matinal de Monsieur Gérard me manquera.

Je tiens aussi à remercier particulièrement Monsieur Aziz Bouchène pour m'avoir initié à la recherche expérimentale. A ce titre je remercie toute l'équipe femto actuelle et passée. J'adresse également mes remerciements à Cécile Robilliard avec qui j'ai partagé le bureau pendant mes trois années de thèse et qui m'a apporté son soutien et ses connaissances. J'adresse alors un remerciement général à toutes les personnes du laboratoire que j'ai pu côtoyer et qui m'ont chacune à leur manière apporté beaucoup, autant humainement que scientifiquement :

Messieur Jean Christophe Delagnes, Carlo Rizzo, Pierre Labastie, Patrick Morretto Capelle, Arnaud Lepadellec, Renaud Mathevet, Jean Marc L'Hermitte, Valérie Blanchet, Claude Bénazet, Jean Pierre Ziesel, Martine Richard Viard, Chris Meier et Bruno Lepetit . Enfin, je souhaite bon courage à Olivier Alloschery, et Fabien Chirot pour la fin de leur thèse, et bonne chance à Gilles Dolfo qui débute une thèse au sein de l'équipe d'interférométrie. Bon je crois que j'ai cité tous les membres du laboratoire ou presque. Je m'excuse d'avance pour ceux que j'ai oublié par mégarde.

J'adresse également mes sincères remerciements à A. Cronin pour nos discussions à propos des mesures d'indice qui ont été très enrichissantes et à C. Laughlin pour avoir pris le temps de répondre à mes questions concernant les calculs de la polarisabilité du lithium.

Je remercie également les personnes sans lesquelles les expériences ne pourraient pas avancer à savoir tous les techniciens du LCAR : Laurent, William, Michel, Daniel, Thierry, Philippe et Gilles et Roland. Merci pour votre patience à l'égard d'une pauvre thésarde souvent stressée et pressée. Un grand merci à nos secrétaires Agnès et Marie France sans lesquelles on est bien peu de chose face à l'administration.

Enfin, un petit mot pour ma famille et mes amis qui m'ont soutenu pendant ces trois années. Merci à mon papa qui ne s'est jamais économisé pour me faire plaisir. Je n'oublie pas mon chéri, Lionel, qui m'a toujours soutenu et encouragé. Merci à tous d'avoir été là...

A mes parents.

Indifesso nusu rapellamus ignorantiam

INTRODUCTION

Même de nos jours, lorsqu'on parle de physique quantique, que ce soit à des initiés ou bien à des profanes, il demeure une sensation d'insaisissable, probablement liée à la difficulté de recourir à des images simples. Cette science apparaissait et apparaît encore non intuitive et difficile à appréhender. Et pourtant, c'est l'intuition d'un physicien de 18 ans en 1911 qui l'amènera treize ans plus tard à formuler une propriété de la matière qui est désormais une des pierres angulaires de la physique moderne. Ce physicien s'appelait L. de Broglie et voila comment il décrit en 1961 [1] ses souvenirs de la lecture des articles de A. Einstein et M. Planck dans les actes du premier Conseil Solvay de 1911 : *" Je lis ces textes difficiles avec enthousiasme, j'y découvre l'importance de cette nouvelle théorie des quanta que Planck avait introduite dans un éclair de génie en 1900 et qu'Einstein avait étendue sous forme nouvelle en 1905 dans sa théorie des quanta de lumière. Le sens profond de cette grande révolution de la physique théorique m'apparaît clairement : elle signifie que les images d'ondes et de corpuscules jusqu'alors utilisées par les théoriciens de la physique dans des domaines différents, les ondes pour la représentation de la lumière et des rayonnements, les corpuscules pour celle de matière et de sa structure, doivent en réalité intervenir tous deux dans tous les domaines. Mais comment réaliser une telle synthèse où doit intervenir sans aucun doute cette mystérieuse "constante de Planck" qui aujourd'hui, un demi siècle plus tard, n'a encore pas livré son secret ? ... On admettait généralement que cette analogie était purement formelle, mais ma jeune imagination entre en jeu et je me demande si cette analogie n'a pas un sens physique profond, si elle n'est pas susceptible de nous conduire vers cette synthèse des images d'onde et de corpuscule dont l'apparition en physique des mystérieux quanta me paraît montrer la nécessité."* Cette intuition, L. de Broglie la formalisera dans sa thèse en 1924 [2] en proposant d'associer à toute particule matérielle un comportement ondulatoire caractérisé par une longueur d'onde $\lambda_{dB} = h/p$ où p désigne l'impulsion de la particule.

Cette notion abstraite est rapidement démontrée par une expérience. En 1927, C. Davisson et H. Germer [3] mettent en évidence le caractère ondulatoire des électrons en les diffractant sur le réseau cristallin que forment les atomes à la surface d'un cristal de nickel. En 1930, des atomes d'hélium sont diffractés par le réseau cristallin de la surface d'un cristal de NaCl dans des expériences [4] menées par I. Estermann et O. Stern. Le caractère ondulatoire, ou pour utiliser le terme moderne, le caractère quantique de la matière ne fit alors plus aucun doute et ce fut le début d'incroyables avancées scientifiques. On ne compte plus aujourd'hui les conséquences des propriétés quantiques de la matière dans notre vie quotidienne tels que le transistor et le laser...

La vision ondulatoire de la matière permet d'envisager les particules de matière de façon similaire aux particules de lumière, les photons. Cette analogie entre ondes de matière et ondes de lumière est très séduisante mais il subsiste des différences que je discute dans le prochain paragraphe. Malgré ces différences, il est possible de transposer les outils basés sur le caractère ondulatoire de la lumière aux ondes de matière et cette possibilité est extrêmement stimulante. Je commencerai par un bref historique des tout premiers interféromètres à onde de matière et je poursuivrai par une présentation assez générale des techniques de l'interférométrie atomique et de ses applications. Je présenterai enfin l'ap-

pareil que nous avons construit à Toulouse et les expériences que nous avons réalisées avec cet appareil.

.1 Ondes lumineuses et ondes de matière

Ce que nous a appris L. de Broglie, c'est que toutes les particules se propagent comme des ondes, avec une longueur d'onde de de Broglie λ_{dB} reliée à la masse m de la particule et à sa vitesse v par :

$$\lambda_{dB} = \frac{h}{mv} \quad (.1)$$

Si on considère un atome de nombre de masse A et de vitesse v en mètre par seconde, la longueur d'onde de de Broglie λ_{dB} vaut :

$$\lambda_{dB} \approx \frac{4 \times 10^{-7}}{Av} \text{ mètre} \quad (.2)$$

Cette longueur d'onde est généralement beaucoup plus petite que les longueurs d'onde de la lumière visible, excepté pour les atomes froids où elle peut atteindre le micromètre. La table .1 récapitule les longueurs d'onde de De Broglie pour diverses sources d'ondes utilisées en interférométrie.

L'analogie entre la lumière et les atomes est utile et intéressante, mais il subsiste des différences. Pour les mettre en évidence, revenons aux équations d'ondes. Une particule matérielle non relativiste est représentée par une onde qui est un nombre complexe $\psi(\vec{r})$ et sa probabilité de présence est donnée par le module au carré de cette onde $|\psi(\vec{r})|^2$. La propagation de ces ondes est décrite par l'équation de Schrödinger :

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = \left[-\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m} + V(\vec{r}) \right] \psi \quad (.3)$$

où $V(\vec{r})$ est le potentiel subi par la particule.

Pour la lumière, je reste ici dans le cadre de l'électromagnétisme classique et j'écris l'équation d'onde vérifiée par le champ électrique $\vec{E}(\vec{r})$:

$$\nabla^2 \vec{E} = \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (.4)$$

où ϵ_0 et μ_0 sont respectivement les permittivités électrique et magnétique du vide.

Les deux équations d'onde admettent comme solutions les ondes planes monochromatiques de vecteur d'onde \vec{k} et de pulsation ω :

$$E(\vec{r}, t), \psi(\vec{r}, t) \propto \exp[i\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t] \quad (.5)$$

en supposant dans le cas des ondes de matière que le potentiel $V(\vec{r})$ est constant, $V(\vec{r}) = V_0$. Les relations de dispersion de ces ondes sont données par :

$$\omega = \frac{\hbar k^2}{2m} + \frac{V_0}{\hbar} \quad (.6)$$

particule	ref	m (u.m.a.)	v (m/s)	E (eV)	λ_{dB} (nm)	
photon visible	-	-	$c = 2.99 \times 10^8$	2	400-800	
électrons	[3]	5.45×10^{-4}	4.6×10^6	60	0.16	
neutrons theramiques	[6]	1	2200	0.025	0.18	
atomes	He*	[7]	4	1770	0.065	5.6×10^{-2}
	Na	[83]	23	1.7	0.34×10^{-7}	10.1

TAB. .1 – Caractéristiques de quelques sources d’ondes utilisées en interférométrie. Pour chaque particule, on rappelle sa masse en unités de masse atomique, la vitesse v en mètre par seconde, son énergie en électron-volt et enfin sa longueur d’onde de De Broglie en nanomètres. Dans le cas des atomes, j’ai choisi deux expériences datant de 1991, une avec des atomes chauds et l’autre avec des atomes froids, qui me semblent assez représentatives de la variété de ce type d’expériences.

pour les ondes de matière et par :

$$\omega = ck \tag{.7}$$

pour les ondes électromagnétiques. La vitesse de phase $v_\varphi = \omega/k$ et la vitesse de groupe $v_g = d\omega/dk$ sont égales à $v_g = v_\varphi = c$ pour les ondes électromagnétiques. Pour les ondes de matière, la vitesse de groupe $v_g = \hbar k/m$ est la vitesse classique d’une particule de masse m et d’impulsion $p = \hbar k$. La vitesse de phase des ondes de matière est rarement discutée car elle peut prendre des valeurs arbitraires, dépendant du zéro d’énergie utilisé. Si on tient compte de l’énergie de masse mc^2 dans l’énergie totale $\hbar\omega$, on obtient une vitesse de phase $v_\varphi = mc^2/(\hbar k) \approx c^2/v_g$: cette vitesse de phase est extrêmement grande et sa signification n’est pas claire.

La différence fondamentale entre une onde de matière et une onde lumineuse est donc leur vitesse. De plus, les ondes lumineuses se propagent toutes à la même vitesse c dans le vide de sorte qu’un paquet d’ondes ne se déforme pas au cours de sa propagation. Au contraire, la vitesse de groupe des ondes de matière est proportionnelle à leur vecteur d’onde k et cette dispersion entraîne une déformation des paquets d’ondes se propageant dans le vide : on dit que le vide est dispersif pour les ondes de matière alors qu’il ne l’est pas pour les ondes lumineuses.

Malgré cette différence, il existe clairement des notions communes à ces deux types d’ondes, en particulier celle d’indice de réfraction. Pour une onde de pulsation ω , on peut écrire les équations de propagation sous la forme :

$$\left[\nabla^2 + \left(1 - \frac{V(\vec{r})}{\hbar\omega}\right)k_0^2 \right] \psi(\vec{r}, \omega) = 0 \tag{.8}$$

$$\left[\nabla^2 + n^2(\vec{r})k_0^2 \right] E(\vec{r}, \omega) = 0 \tag{.9}$$

Ces formes sont équivalentes si on introduit pour les ondes de matière un indice de réfraction défini par $n(\vec{r})$:

$$n(\vec{r}) = [1 - V(\vec{r})/(\hbar\omega)]^{(1/2)} \tag{.10}$$

L'indice de réfraction traduit la modification du vecteur d'onde initial k_0 en $k = nk_0$ lors de la traversée d'un milieu d'indice n . L'introduction d'un milieu d'indice n et d'épaisseur L à la place du vide induit un déphasage $\Delta\varphi$ donné par :

$$\Delta\varphi = (n - 1)k_0L \quad (.11)$$

et dans le cas d'une onde de matière, le déphasage induit par une variation de potentiel ΔV est donné par :

$$\Delta\varphi = -\frac{\Delta V}{2\hbar\omega}k_0L \quad (.12)$$

On connaît le développement extraordinaire de l'interférométrie avec des ondes électromagnétiques et tout particulièrement dans le domaine de l'optique. Moins d'un siècle après les premières expériences d'interférences de T. Young en 1801 [13], les interféromètres optiques deviennent de véritables outils d'observation et de mesure. En 1886, A. Michelson et E. Morley [14] testent l'invariance de la vitesse de la lumière dans le vide dans une expérience qui est restée célèbre. En 1899, C. Fabry et A. Perot inventent l'interféromètre à ondes multiples [15] qui porte leurs noms et qui a permis d'obtenir un pouvoir de résolution extraordinairement élevé. Le laser a donné un rôle encore plus important à cet interféromètre qui sert de cavité à la plupart des lasers et permet d'en mesurer ou d'en stabiliser la fréquence. Des interféromètres très variés existent et ils sont des outils indispensables dans les laboratoires de recherche mais aussi dans l'industrie [16]. Les interféromètres optiques ont ainsi été à l'origine de beaucoup d'avancées scientifiques et les potentialités des interféromètres à ondes de matières ont séduit la communauté scientifique. Après le développement d'interféromètres à neutrons, le développement d'interféromètres atomiques a commencé à partir de 1991.

.2 Les premiers interféromètres à ondes de matière

L'interférométrie avec des ondes de matière commence dès les années 1947 avec les mesures interférentielles sur des neutrons de E. Fermi et L. Marshall [17] : la diffraction de Bragg des neutrons sur des plans cristallins de compositions chimiques différentes est utilisée pour mesurer le signe relatif des longueurs de diffusion des neutrons par des noyaux variés.

En 1952, L. Marton, J. A. Simpson et J. Suddeth [5] réalisent le premier interféromètre à électrons. La géométrie utilisée est celle d'un Mach Zehnder dont les séparatrices et les miroirs sont réalisés par des cristaux de quelques centaines de couches atomiques d'épaisseur. Les interféromètres à électrons ne se sont pas beaucoup développés à cause de l'extrême sensibilité des électrons aux champs électriques parasites.

En 1974, H. Rauch, W. Treimer et U. Bonse réalisèrent un interféromètre à neutrons [18] où les réseaux diffractants sont des cristaux épais imposant une condition de Bragg à la diffraction. Des performances très intéressantes ont été obtenues [6] mais ce type d'interféromètre nécessite une source de neutrons thermiques, ce qui demande de très lourds investissements expérimentaux, et les flux détectés en sortie d'appareil restent faibles.

Les atomes (ou les molécules) constituent de bien meilleurs candidats que les neutrons, mais il a fallu développer des outils adaptés à la manipulation cohérente des ondes

atomiques. Les interféromètres optiques utilisent des miroirs et des séparatrices semi-transparentes : dans les deux cas, il s'agit de verres ou de cristaux polis, avec des défauts de polis petits devant la longueur d'onde de la lumière utilisée. Aucun objet matériel n'est semi-transparent pour les atomes et on ne peut pas construire simplement des séparatrices à atomes. De plus, les rugosités des surfaces sont le plus souvent très supérieures à la longueur d'onde de de Broglie des atomes, sauf dans le cas des atomes froids, et la fabrication de miroirs pour les ondes atomiques est délicate. La manipulation cohérente des ondes atomiques utilise donc le plus souvent des réseaux de diffraction : ces réseaux peuvent être des réseaux de nanofils mais aussi des ondes stationnaires de lumière, car cette technique ouvre de très nombreuses possibilités.

.3 Apport de l'interférométrie atomique

L'interférométrie atomique permet des expériences très variées. Les particules sont décrites par leur vecteur d'onde et par des nombres quantiques décrivant leur état interne. Pour la lumière, l'état interne correspond au vecteur de polarisation $\vec{\epsilon}$ et pour les électrons ou les neutrons l'état interne correspond au spin. Dans ces trois cas, l'espace des états internes est un espace de dimension deux. Pour un atome, sa structure interne plus complexe est définie par les nombres quantiques γ , F et m_F , où γ résume tous les nombres quantiques différents du moment cinétique total F et de sa projection selon l'axe de quantification m_F . Cette richesse de l'état interne a plusieurs intérêts :

- les atomes sont très sensibles aux champs électriques et magnétiques. En particulier, on peut utiliser la résonance atomique pour diffracter l'atome avec des champs lasers peu intenses.

- elle permet d'utiliser des états internes différents dans un interféromètre, ce qui facilite en particulier la détection des diverses voies de sortie.

- enfin l'atome a des interactions complexes avec d'autres atomes ou avec des surfaces.

D'autre part, la masse non nulle des atomes et leur vitesse très faible devant celle de la lumière permet aux interféromètres atomiques d'être très sensibles aux effets des forces de gravitation et aux forces inertielles.

.4 Source atomique et manipulation cohérente

Je vais présenter les techniques expérimentales qui ont permis la construction d'interféromètres atomiques. Un interféromètre comprend une source d'ondes atomiques, un détecteur et un processus de manipulation cohérente de ces ondes.

.4.1 Sources et détecteurs

Nous pouvons distinguer trois types de sources possibles : les jets atomiques aux énergies thermiques, les nuages d'atomes froids et les gaz quantiques dégénérés.

Les sources les plus simples sont les jets atomiques ou moléculaires, effusifs ou supersoniques, les jets supersoniques ayant une distribution de vitesse plus étroite que les jets

effusifs. Ce genre de source a été utilisée par diverses équipes : celle de J. Mlynek [7] avec des atomes d'hélium métastable, celle de D. Pritchard avec du sodium [19], celle de Siu Au Lee avec le néon métastable [84], celle de A. Zeilinger avec l'argon métastable puis avec des fullerènes et d'autres grosses molécules [35], celle de M. Kasevich avec le césium [12], celle de J. P. Toennies avec l'atome d'hélium dans son état fondamental [30], celle de A. Cronin avec le sodium et puis le lithium [20] etc..

Ce type de source nécessite un détecteur très sensible et cette nécessité explique le choix des atomes : la plupart des expériences réalisées avec des atomes aux énergies thermiques, utilisent des atomes alcalins ou des atomes métastables, ces deux sortes d'atomes étant les seuls à être détectables par ionisation de surface. Ce n'est cependant pas le cas de l'expérience de M. Kasevich avec le césium, qui utilise une détection laser sélective en niveau hyperfin.

Les nuages d'atomes froids ont permis de très nombreuses expériences et l'apport essentiel de ces sources à l'interférométrie atomique réside dans la faible vitesse moyenne des atomes : le temps passé par un atome dans l'interféromètre n'est plus limité à quelques millisecondes mais ce temps peut atteindre une fraction de seconde et ces temps d'interaction beaucoup plus élevés permettent des mesures de grande sensibilité. La mise en oeuvre de ces sources suit le schéma suivant : les atomes sont tout d'abord piégés, puis après une dernière étape de refroidissement et de pompage optique, les atomes sont accélérés vers l'interféromètre. La technique de détection la plus fréquemment adoptée est la fluorescence laser, avec en général une mesure sélective de populations des états hyperfins de l'état fondamental.

Enfin des condensats Bose Einstein ou des gaz de Fermi dégénérés peuvent aussi être utilisés en tant que sources pour un interféromètre [24–26] et ils sont alors l'équivalent des sources laser en optique. Cependant, les densités atteintes dans les condensats sont fortes et l'interaction atome-atome, qui n'est plus négligeable, permet des expériences d'optique atomique non linéaire. Je ne parlerai pas de ce domaine que je connais mal et je réfère le lecteur à un article de revue récent [27].

4.2 Manipulation cohérente des ondes atomiques

La diffraction atomique est la méthode de manipulation cohérente des ondes atomiques la plus utilisée en interférométrie atomique puisqu'elle permet de réaliser l'équivalent de séparatrices et de miroirs pour les atomes. Je vais présenter les différentes techniques qui se sont développées pour réaliser l'équivalent de réseaux de diffraction. Je présenterai ensuite quelques exemples de réalisations de miroirs atomiques.

Diffraction par des structures matérielles :

La première observation de diffraction atomique est réalisée par O. Stern et I. Estermann en 1929-1930 [4]. Ces travaux ont par la suite donné naissance à des techniques standards de caractérisation de l'ordre des surfaces et de mesure des excitations de surface.

La diffraction d'onde de matière par une simple fente a été observée en 1969 par J. A. Leavitt et F. A. Bills sur une onde de potassium [28]. Puis, en 1991, J. Mlynek et O. Carnal reproduisent l'expérience en optique des fentes d'Young en utilisant une onde

d'hélium métastable [7]. La diffraction par des réseaux de fils de dimensions nanométriques est également possible, mais il faudra attendre le début des années 1980, pour que les techniques de nanolithographie [19, 29] puissent réaliser des réseaux de période égale à quelques centaines de nanomètres. L'avantage de ce type de réseau est de pouvoir diffracter aussi bien des atomes que des molécules ou de petits agrégats [30, 31]. Ils ont été utilisés par les groupes de D. Pritchard [34] pour leur interféromètre à onde de sodium mais aussi pour diffracter des molécules telles Na_2 . De même l'équipe de J. P. Toennies les a utilisé pour séparer en masse des agrégats d'hélium faiblement liés [30, 31]. Des réseaux matériels sont aussi utilisés pour diffracter des grosses molécules par l'équipe de M. Arndt et A. Zeilinger [35].

Une complication intéressante de ces réseaux est que la diffraction est modifiée par l'existence de forces de van der Waals : cela a été observé par l'équipe de J. P. Toennies sur les intensités relatives des pics de diffraction [32] et par celle de A. Cronin sur le déphasage induit [33].

Diffraction par des ondes laser

En 1933, P. L. Kapitza et P. Dirac proposent de diffracter des électrons à partir d'une onde lumineuse stationnaire [36], pour prouver l'existence de l'émission stimulée. Cette expérience nécessite une lumière laser et ne fut finalement réalisée de manière convaincante qu'en 2001 par l'équipe de H. Batelan [37].

En 1966, l'équipe de S. Altshuler [38] étend cette idée au cas de la diffraction atomique. Il prédisent qu'une probabilité de diffraction importante est accessible avec une faible puissance laser si sa fréquence est proche d'une résonance atomique. Les premières expériences de diffraction atomique par une onde laser stationnaire sont réalisées à partir de 1979 par E. Arimondo [39], V. Grinchuk [40] et D. Pritchard [41]. Ces premières expériences furent ensuite confortées par des travaux aussi bien théoriques [42] qu'expérimentaux [43, 44].

Lors d'un processus de diffraction, l'atome absorbe un photon venant d'une direction et effectue une émission stimulée d'un photon dans la direction opposée. Si les deux photons ont la même polarisation, le processus est dit élastique, i.e. les états internes, initial et final, sont identiques, dans le cas contraire le processus est inélastique. Plusieurs régimes existent et se distinguent suivant le temps d'interaction et l'intensité du champ lumineux. Pour un faisceau très focalisé, il existe simultanément plusieurs ordres de diffraction : c'est le régime de Kapitza Dirac [45]. Pour des temps d'interaction longs et un potentiel peu intense, un seul ordre de diffraction est possible : il s'agit du régime de Bragg [46]. Le calcul des probabilités de diffraction dans ces régimes ont fait l'objet de divers travaux [47–49].

Plusieurs régimes de diffraction basés sur l'utilisation d'ondes laser existent [50] et ce type de diffraction peut se généraliser à plusieurs situations comme expliqué par C. Bordé [70]. J'ai représenté sur la figure 1 les cas les plus fréquemment utilisés en interférométrie atomique.

Le premier cas représente une simple transition atomique. Avec une onde progressive de vecteur d'onde \vec{k} et de pulsation ω , on réalise une transition entre deux niveaux atomiques a et b si $\omega = \omega_{ba}$. L'onde laser mène à une superposition cohérente entre les états I : $\{\vec{p}, a\}$ et II : $\{\vec{p} + \hbar \vec{k}, b\}$. Pour que ce processus puisse être utilisé dans le cadre de l'interférométrie atomique, il est nécessaire que la durée de vie de l'état excité b soit

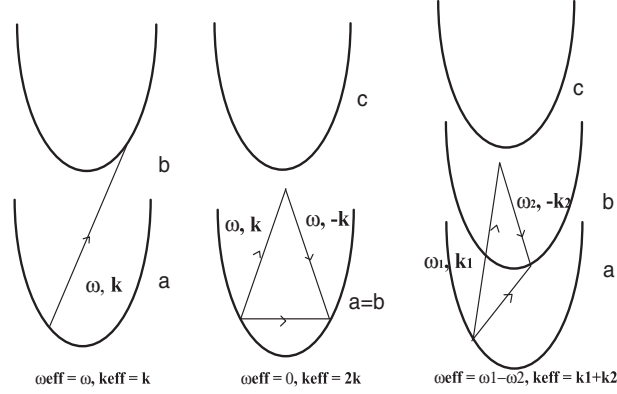


FIG. 1 – Diagramme de l'énergie en fonction du vecteur d'onde illustrant trois processus de diffraction : 1) transition résonante pour un système à deux niveaux, 2) Cas de la diffraction de Bragg au premier ordre par une onde stationnaire, 3) Transitions Raman produites par deux ondes contrapropageantes. Ces figures s'inspirent des travaux de Ch. Bordé [70].

comparable à la durée de l'expérience.

Le deuxième cas représente la diffraction dans le régime de Bragg au premier ordre. Deux ondes contrapropageantes de même vecteur d'onde \vec{k} et de même pulsation ω forment une onde stationnaire qui diffracte l'onde atomique suivant deux états I et II différant uniquement par leurs impulsions \vec{p} et $\vec{p} + 2\hbar\vec{k}$.

Le troisième cas représente la diffraction inélastique de type Raman. Ce processus est réalisé par deux ondes contrapropageantes de vecteur d'onde \vec{k}_1 et \vec{k}_2 de pulsation ω_1 et ω_2 . La pulsation effective $\omega_{eff} = \omega_1 - \omega_2$ est telle que $\omega_{eff} = \omega_{ba}$. Les deux états couplés sont alors I : $\{\vec{p}, a\}$ et II : $\{\vec{p} + \hbar(\vec{k}_1 + \vec{k}_2), b\}$. La cohérence du processus est assurée par la stabilisation de la pulsation $\omega_2 - \omega_1$. Ce type de diffraction présente un très gros avantage : le faisceau direct et le faisceau diffracté ne sont pas dans le même état interne et une détection sélective en état interne permet de distinguer les deux faisceaux.

Tous les types de diffraction laser sont très intéressants pour construire un interféromètre atomique : deux faisceaux seulement sont produits et la probabilité de diffraction peut être ajustée en variant l'intensité de l'onde stationnaire. Enfin, il est possible par un choix convenable de paramètres de réduire les effets d'émission spontanée suffisamment pour que cette diffraction soit presque parfaitement cohérente. La diffraction laser permet enfin de travailler autant avec des atomes aux énergies thermiques qu'avec des atomes froids et offre, pour les atomes, beaucoup plus de possibilités de manipulation de l'onde que des réseaux matériels.

Miroirs à atomes

Des miroirs à atomes froids peuvent être construits en utilisant divers types de potentiel répulsif :

- le potentiel de gravitation est utilisé pour réfléchir un jet d'atomes lancé vers le

haut formant ainsi une fontaine atomique.

- des ondes laser évanescentes, dont la pulsation ω_L est décalée vers le bleu d'une transition de résonance ($\omega_L > \omega_0$) peuvent être utilisées en tant que miroirs. L'atome est alors soumis au potentiel attractif de van der Waals à proximité de la surface servant à créer l'onde laser évanescente ainsi qu'au potentiel dipolaire répulsif dû à l'onde évanescente [51–54].

- des structures magnétiques périodiques ont aussi été utilisées pour créer un champ dont l'intensité décroît exponentiellement avec la distance à la structure. Ce champ est alors utilisé pour réfléchir des atomes froids possédant un moment magnétique non nul [55–58].

La cohérence des ondes atomiques ainsi réfléchies dépend de la qualité de "surface" du miroir. Plusieurs expériences [59, 60] ont testé cette propriété et montré qu'il était possible mais difficile de produire une réflexion totalement cohérente de cette manière.

Autres dispositifs

Tout un ensemble de techniques ont été développées pour miniaturiser les éléments de manipulation cohérente des atomes, notamment pour manipuler les atomes sur des "puces" [61–66]. Il est possible de créer des micropièges magnétiques et de créer des guides d'ondes atomiques en utilisant des forces optiques ou magnétiques. La proximité de la surface du substrat provoque une réduction du temps de cohérence des atomes dans les pièges et plusieurs expériences ont observé cet effet [67–69]. Par ailleurs, en 2005, ces techniques ont été utilisées pour construire un interféromètre de Michelson sur une microstructure avec comme source d'onde un condensat de rubidium [24].

.5 Exemples d'interféromètres

Depuis les premières expériences d'interférométrie atomique, de nombreux dispositifs ont vu le jour. Dans cette partie, j'ai choisi de présenter quelques interféromètres atomiques pour illustrer la richesse et la diversité des possibilités mais cette présentation n'est pas exhaustive.

.5.1 Interféromètre de polarisation

L'expérience de N. F. Ramsey en 1950 sur la spectroscopie des atomes et des molécules [71], puis celles de Y. L. Sokolov en 1973 sur la mesure du Lamb-shift de l'atome d'hydrogène dans l'état $n=2$, constituent les premières réalisations d'analogues atomiques des interféromètres de polarisation. Elles ne furent interprétées comme telles qu'en 1989 par Ch. Bordé [72]. La manipulation cohérente d'atomes est réalisée à l'aide de micro-ondes à l'intérieur d'une cavité. La modification de trajectoire liée à l'absorption d'un photon micro-onde est presque négligeable et les deux chemins de l'interféromètre diffèrent essentiellement par leur état interne. Le principe d'un tel interféromètre est utilisé en particulier dans les horloges atomiques. D'autres travaux sur l'interférométrie de polarisation furent réalisés par l'équipe de J. Baudon à partir de 1990 [73].

.5.2 Interféromètre à division du front d'onde :

Ce type d'interféromètre n'a qu'une application limitée en interférométrie atomique, mais il s'agit d'expériences à caractère historique illustrant les similarités entre les expériences pionnières en optique et leurs analogues en onde de matière. Le premier montage interférométrique de ce type est dû aux travaux de l'équipe de J. Mlynek en 1991 qui réalise une expérience du type fentes d'Young [7], comme illustré sur la figure 2. De même, une expérience similaire fut menée par le groupe de F. Shimizu en 1992 [75]. Une expérience de type biprisme de Fresnel où le biprisme est remplacé par un fil chargé a été réalisée par le groupe de J. Mlynek dans les années 1998-1999. [76, 77].

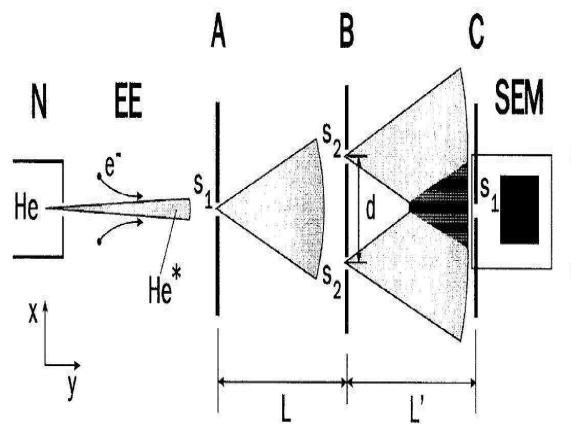


FIG. 2 – Figure extraite de la référence [7] illustrant l'expérience des fentes d'Young avec l'hélium métastable réalisée par l'équipe de J. Mlynek en 1991. Le dispositif expérimental est composé de deux fentes de largeur respectives $s_1 = 2 \mu\text{m}$ et $s_2 = 1 \mu\text{m}$ séparées de $L = L' = 64 \text{ cm}$.

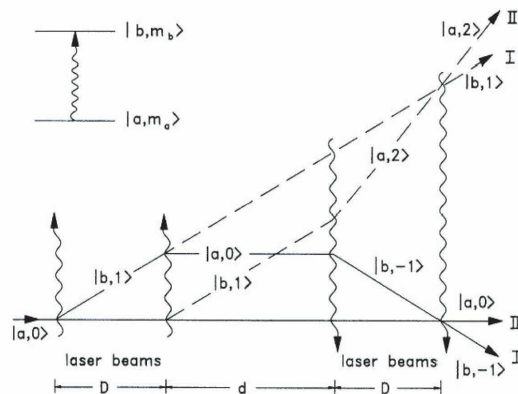


FIG. 3 – Interféromètre de Ramsey Bordé réalisé par l'équipe de J. Helmcke [78].

.5.3 Interféromètre de Ramsey Bordé

En 1991, l'équipe de J. Helmcke en collaboration avec Ch. Bordé réalise un interféromètre avec des atomes de calcium en utilisant quatre ondes lumineuses progressives à résonance [78]. Cet interféromètre a pris le nom d'interféromètre de Ramsey-Bordé en raison de l'analogie entre les ondes lumineuses et les micro-ondes de l'expérience de Ramsey. Le schéma de cet interféromètre est illustré sur la figure 3. Une zone d'interaction divise l'onde incidente en deux ondes dont les états $|a, n_a\rangle$ et $|b, n_b\rangle$, sont définis par l'état interne a ou b de l'atome et par le nombre n d'impulsions de photon reçues par l'atome. Plusieurs faisceaux de sortie existent mais seuls ceux notés I et II sur la figure portent des signaux d'interférences. Ce type d'interféromètre est employé en particulier pour des mesures de spectroscopie à haute résolution. L'impulsion du photon n'étant pas négligeable, les chemins atomiques sont séparés spatialement et l'interféromètre est sensible aux effets inertiels et la première expérience a démontré la sensibilité de cet interféromètre comme gyromètre.

.5.4 Interféromètre à division d'amplitude

En optique les interféromètres à division d'amplitude les plus utilisés sont ceux de type Fabry-Pérot, Michelson ou Mach Zehnder. Pour l'optique atomique, il ne semble actuellement difficile de créer des interféromètres de type Michelson ou Fabry-Pérot du fait de l'inexistence de surfaces matérielles semi-réfléchissantes. C'est une des raisons pour laquelle la géométrie de beaucoup d'interféromètres atomiques est celle d'un interféromètre de type Mach Zehnder où les séparatrices et miroirs sont remplacés par des réseaux de diffraction. Un autre avantage de cette géométrie est son haut degré de symétrie qui fait que la différence de marche est nulle, ce qui permet ainsi de travailler avec des ondes polychromatiques, c'est à dire avec des atomes dont la distribution de vitesse peut être large.

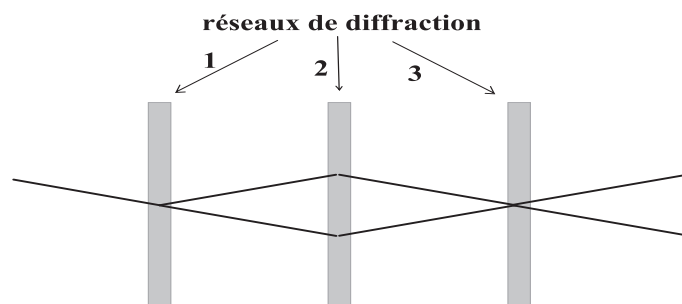


FIG. 4 – Schéma de principe illustrant la géométrie d'un interféromètre de type Mach Zehnder. Le faisceau atomique est divisé en deux par le premier réseau, puis défléchi par le second. Les deux faisceaux sont recombinés par diffraction par le troisième réseau.

Le principe général d'un interféromètre de type Mach Zehnder est représenté sur la figure 4. Le premier réseau de diffraction joue le rôle de séparatrice. Le second redirige les atomes en jouant le rôle d'un miroir. Enfin, les deux faisceaux atomiques sont recombinés par diffraction au niveau du troisième réseau. Tous les interféromètres que je vais présenter

utilisent la géométrie du Mach Zehnder, quel que soit le principe employé pour diffracter les atomes.

On peut distinguer encore deux types d'interféromètres suivant leur caractère spatial ou temporel. Les interféromètres spatiaux consistent à positionner les réseaux de diffraction en trois régions de l'espace, en $z = 0$, $z = L$, $z = 2L$ où L est la distance entre deux réseaux consécutifs et ces interféromètres sont utilisés surtout avec des atomes aux énergies thermiques. Dans les interféromètres temporels, qui sont généralement utilisés avec des atomes froids, trois impulsions lumineuses diffractantes sont appliquées aux instants $t = 0$, $t = T$ et $t = 2T$, où T désigne le temps écoulé entre deux impulsions.

Interféromètres spatiaux utilisant des atomes chauds et la diffraction élastique

Les premiers interféromètres basés sur la diffraction élastique d'atomes utilisent des réseaux de nanofils. Le premier interféromètre de ce type est celui construit par le groupe de D. Pritchard en 1991 [34]. En 1995, la diffraction par des réseaux lumineux est utilisée par A. Zeilinger et son équipe pour réaliser un interféromètre atomique utilisant la diffraction laser dans le régime Raman-Nath de l'argon métastable [79] et par le groupe de Siu Au Lee pour construire un interféromètre utilisant la diffraction de Bragg du néon métastable [46]. Cet appareil qui est représenté sur la figure 5 est le premier interféromètre à donner des signaux de visibilité élevée $\mathcal{V} = 63\%$ avec le premier ordre de diffraction et à fonctionner en utilisant les trois premiers ordres de diffraction. L'interféromètre construit à Toulouse est d'un type assez voisin et il fonctionne avec l'atome de lithium. Nous avons observé des franges de visibilité de $\mathcal{V} = 74\%$ en 2001 [80] et $\mathcal{V} = 84\%$ en 2004 [11].

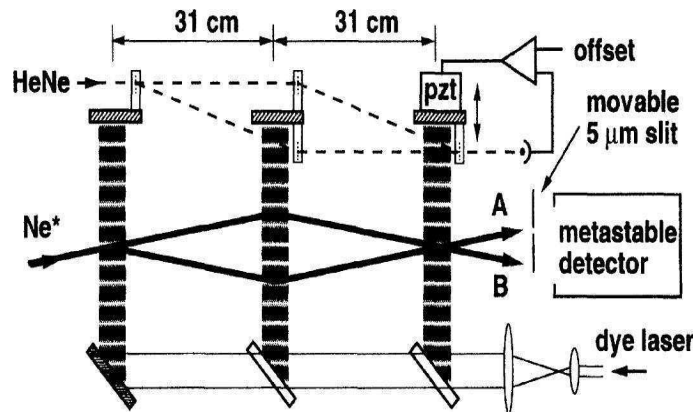


FIG. 5 – Schéma du dispositif expérimental de l'interféromètre de l'équipe de Siu Au Lee réalisé avec un jet de néon métastable et la diffraction de Bragg par des ondes stationnaires laser. Les traits pointillés représentent les chemins optiques d'un interféromètre optique utilisé pour la stabilisation de l'appareil. Cette figure est reproduite de la référence [84]

Interféromètre temporel à diffraction Raman

Le premier interféromètre à diffraction Raman est construit en 1991 par M. Kasevich et S. Chu [83] en travaillant d'abord avec le sodium puis avec le césium. La figure 6

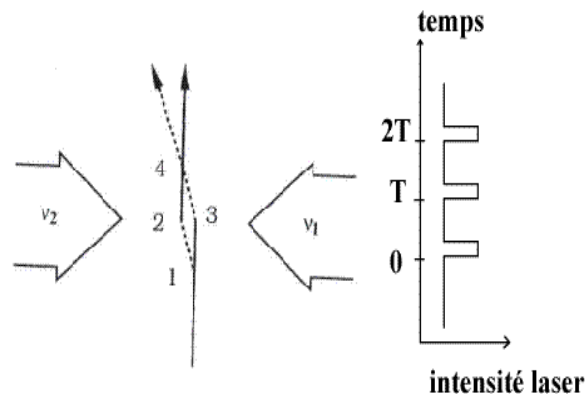


FIG. 6 – Interféromètre temporel de type Raman construit par l'équipe de S. Chu [83]. La première impulsion $\pi/2$ est appliquée au moment où les atomes sont à la position 1. Cette impulsion crée une superposition cohérente de deux états représentés en trait plein et pointillés. La deuxième impulsion de type π est appliquée à T pour la position (2-3) et redirige ainsi les trajectoires atomiques. Enfin, la dernière impulsion à $2T$ est de type $\pi/2$ et recombine les deux trajectoires au moment où celles-ci sont à la position 4. La figure d'interférences s'obtient en balayant la phase de la dernière impulsion.

extraite de cette publication illustre le principe de l'interféromètre. Une onde laser quasi-stationnaire formée de deux ondes laser contrapropageantes de pulsations ω_1 et ω_2 réalise un processus de diffraction Raman (voir le troisième cas de la figure 1). Trois impulsions agissant soit comme des séparatrices, soit comme un miroir sont appliquées, aux instants $t = 0$, $t = T$ et $t = 2T$. Comme pour les interféromètres de type Ramsey Bordé, les interférences apparaissent sur la différence de population des deux états internes reliés par le processus Raman.

Interféromètre Talbot-Lau

Lorsqu'une onde traverse successivement deux réseaux de diffraction très proches spatialement, on observe un effet de Moiré qui n'est rien d'autre que l'ombre du premier réseau filtrée par le second réseau. Cette image, localisée à proximité du premier réseau, disparaît rapidement quand on s'en éloigne, mais elle réapparaît à des distances régulièrement espacées de la distance de Talbot donnée par $L_{Talbot} = a^2/(2\lambda_{dB})$ où a est la période du réseau. Ce phénomène, l'effet Talbot [85], est connu pour les ondes lumineuses dès les années 1836 et il s'explique comme un cas particulier la diffraction de Fresnel. Il s'observe avec une source large, c'est à dire que l'ouverture angulaire de la source peut être grande par rapport à l'angle de diffraction λ_{dB}/a .

L'application de cet effet aux ondes de matière présente de nombreux avantages. En effet, il n'est plus nécessaire de fortement collimater le jet atomique et donc un flux beaucoup plus important est transmis. Par ailleurs, il est possible dans cette configuration d'utiliser des réseaux de diffraction de période plus grande, de l'ordre du micromètre ou

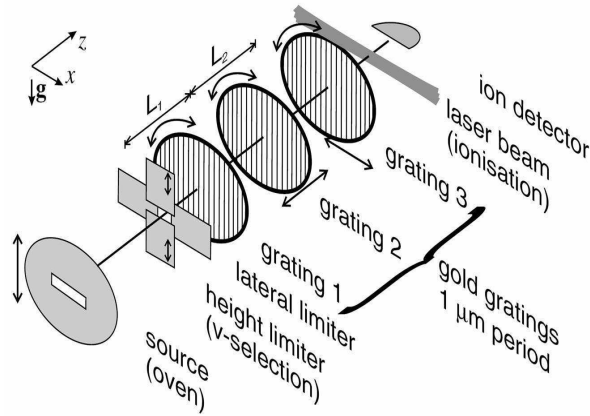


FIG. 7 – Dispositif expérimental représentant l’interféromètre de Talbot Lau construit par l’équipe de A. Zeilinger [35] avec des molécules de C_{70} . Les réseaux sont de période $d = 1 \mu\text{m}$ séparés par une distance de $L = L' = 0.22 \text{ m}$ qui vaut approximativement la distance $L_{\text{Talbot}} = d^2 / (2\lambda_{dB})$.

plus, suivant les cas. La première réalisation expérimentale de ce type d’interféromètre est due à l’équipe de J. F. Clauser sur une onde de potassium [86, 87]. En 2002, un interféromètre de type Talbot Lau a été construit par l’équipe de A. Zeilinger et M. Arndt et il a permis d’observer l’interférence de molécules complexes C_{70} , etc. [35, 89]. Leur dispositif est illustré sur la figure 7.

.6 Mesures par interférométrie atomique

La grande précision de ces appareils a permis le développement d’un grand nombre d’applications. Dans ce paragraphe, j’explique brièvement le principe d’une mesure interférométrique, puis je poursuis en citant quelques uns des thèmes de recherches les plus souvent rencontrés en interférométrie.

.6.1 Principe

Quelle que soit la particule mise en jeu, le principe d’une mesure interférométrique demeure le même. Une particule va d’un point source $S(\vec{r}, t)$ à un détecteur $D(\vec{r}, t)$ par au moins deux chemins, qui diffèrent par l’impulsion de la particule et aussi éventuellement par son état interne. La figure 8 schématise ce principe. Le signal en un point du détecteur est la superposition cohérente des ondes ayant utilisé le chemin 1 et le chemin 2 et il s’écrit :

$$I = I_0 [1 \pm \mathcal{V} \cos(\phi_0)] + I_B \quad (.13)$$

où I_0 représente l’intensité moyenne détectée, I_B le signal de fond du détecteur et ϕ_0 la phase du signal d’interférence. La visibilité \mathcal{V} elle est définie par :

$$\mathcal{V} = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (.14)$$

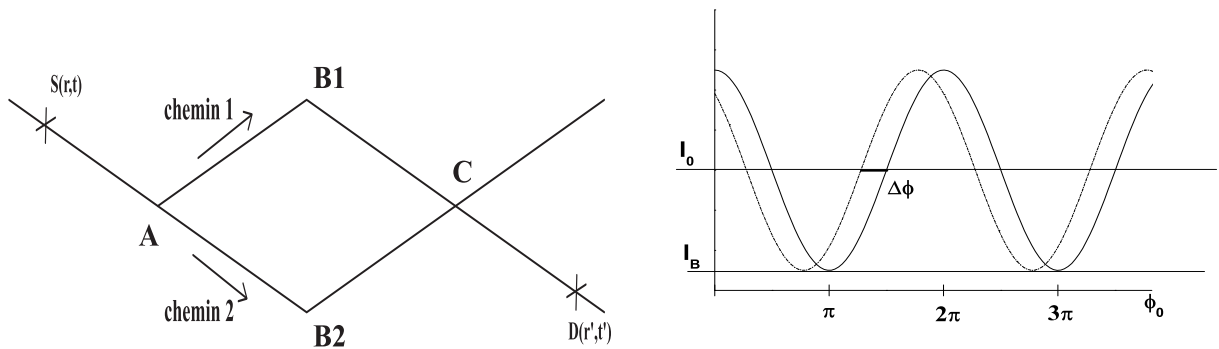


FIG. 8 – Schéma de principe du fonctionnement d’un interféromètre. A gauche le schéma d’un interféromètre de type Mach Zehnder et à droite les signaux d’interférences correspondant à un déphasage $\Delta\phi$.

Lorsqu’on applique une perturbation sur les chemins, l’énergie de l’atome est modifiée d’une quantité V et, si cette modification est faible devant l’énergie cinétique de l’atome, la trajectoire moyenne du paquet d’onde atomique est peu modifiée. Le déplacement d’énergie se traduit alors par un déphasage des franges d’interférences donné par :

$$\Delta\phi = \oint_{AB1C-CB2A} (k - k_0) dl \simeq - \oint \frac{V(l)}{\hbar v} dl \quad (.15)$$

où v est la vitesse de l’atome et l l’abscisse curviligne le long des chemins atomiques. Le signal à la sortie de l’interféromètre devient :

$$I = I_0 [1 \pm \mathcal{V} \cos(\phi_0 + \Delta\phi)] + I_B \quad (.16)$$

La mesure du déphasage $\Delta\phi$, illustré sur la figure 8 b), permet de caractériser la perturbation V .

.6.2 Exemples d’applications

En 15 ans, depuis 1991, l’interférométrie atomique et ses applications se sont beaucoup développées de sorte qu’il est impossible de citer ici tous les travaux et toutes les équipes qui travaillent dans ce domaine. Nous allons donner quelques exemples, des mesures de haute précision d’effets inertiels, des mesures de précision de constantes fondamentales, des tests de principes fondamentaux ou encore des mesures de quantités physiques.

Mesures d’effets inertiels

Les interféromètres atomiques étant très sensibles aux effets inertiels [72, 90–92], ils ont permis le développement d’une nouvelle génération de capteurs inertiels de très haute sensibilité, qui pourraient améliorer les systèmes de navigation inertielle utilisés pour le guidage des avions ou des satellites et qui pourraient aussi être utiles pour des études de géophysique. Actuellement les gyromètres atomiques ont atteint une sensibilité de 6×10^{-10}

rad/s \sqrt{Hz} [12, 78, 93–95] et les mesures de l'accélération de la pesanteur ont atteint une précision de $10^{-9}g$, où g est l'accélération locale de la pesanteur [25, 83, 96–102]. Les appareils les plus précis utilisent des atomes froids et une géométrie d'interféromètre temporel à diffraction Raman. Des temps d'interaction très longs, de l'ordre de 0.1 s sont utilisés et ces appareils ont un excellent rapport signal sur bruit grâce à un nombre élevé d'atomes. Les principales limitations de ces mesures proviennent des vibrations du montage, qui réduisent la stabilité des appareils sur des temps longs. L'utilisation d'atomes froids permet à ces appareils d'être assez compacts et il est envisagé d'en embarquer à bord de sondes spatiales pour des mesures de très haute précision [103].

Mesures de constantes fondamentales

La précision des interféromètres atomiques est aussi largement utilisée pour améliorer nos connaissances des constantes fondamentales.

Les appareils sensibles aux effets inertiels permettent notamment d'améliorer la connaissance de la constante de la gravitation universelle \mathcal{G} . Bien que cette constante soit l'une des plus anciennes de l'histoire de la physique, sa valeur est encore relativement mal connue puisqu'en 2002 le CODATA donne une précision de 150 ppm. Plusieurs techniques permettent de mesurer précisément cette grandeur à quelques 15 – 40 ppm mais les valeurs obtenues diffèrent fréquemment de plus de 100 ppm de la valeur couramment admise. L'interférométrie atomique apparaît alors comme un outil adapté pour affiner la connaissance de cette grandeur [103–106].

Une autre constante fondamentale est sondée par interférométrie atomique : la constante de structure fine α . En mesurant l'énergie de recul d'un photon $\hbar\omega_{rec} = \hbar^2 k_L^2 / (2m)$, on accède à une mesure du rapport \hbar/m qui, combinée à la très bonne connaissance actuelle de la constante de Rydberg et des rapports de masses, permet de mesurer de manière très précise la constante de structure fine [98, 107–114, 116]. Cette nouvelle méthode de mesure est intéressante car est pratiquement indépendante des calculs d'électrodynamique quantique au contraire d'autres mesures qui dépendent fortement des calculs complexes de QED. La précision actuelle de cette mesure est de l'ordre du ppb.

Tests fondamentaux

Les interféromètres atomiques sont fréquemment utilisés pour réaliser des tests fondamentaux de principes fondateurs de la physique moderne comme par exemple le principe d'équivalence, la loi de gravitation, la neutralité des atomes ou encore le principe de complémentarité en physique quantique.

En comparant la chute libre de deux isotopes atomiques, on peut mesurer par interférométrie atomique leur accélération différentielle dans le champ gravitationnel terrestre. Cette technique apporte un nouveau test du principe d'équivalence en le réalisant à l'échelle atomique et non plus à une échelle macroscopique : on pourrait par exemple identifier ainsi l'existence d'un couplage du spin à la gravité. Ces mesures [117], tout comme toutes les mesures inertielles sont actuellement limitées par l'isolation de l'expérience de son environnement et la précision actuelle de ce test n'est que de 10^{-7} . D'autres projets sont à l'étude qui permettraient d'améliorer cette précision et pour de manière générale tester divers aspects de la relativité générale [118].

En observant interférométriquement le déphasage accumulé par un atome à proximité d'une surface, il est aussi possible de tester la dépendance de la loi de Newton sur la gravitation à très petite échelle. Une déviation à la loi en $1/r^2$ serait alors la preuve de l'existence de dimensions supplémentaires de l'espace temps [115].

En étudiant l'effet d'un fort champ électrique sur un interféromètre atomique, il est possible de mesurer la charge résiduelle de l'atome et donc de tester l'égalité de la charge du proton et de l'électron ou bien la neutralité du neutron. Dans le cas du neutron, la charge maximum mesurée est inférieure à $10^{-21}q_e$ (où q_e charge de l'électron) [119]. Une mesure par interférométrie atomique devrait permettre d'améliorer cette limite [120, 121].

La physique quantique aussi est mise en examen au travers des mesures de décohérence dans un interféromètre. Il s'agit alors d'étudier l'effet sur la cohérence d'un signal interférométrique d'un processus qui de manière indirecte mesure la position de l'atome. Ces études sont réalisées par exemple en étudiant à l'intérieur d'un interféromètre atomique l'effet d'une collision entre cet atome et une particule de son environnement [122–125], ou l'effet de l'émission spontanée d'un photon par l'atome [126–129].

Mesures en physique atomique

L'application d'un champ électrique dans un interféromètre permet de mesurer la polarisabilité électrique α de l'atome. Cette mesure devrait améliorer fortement la précision des mesures de polarisabilités électriques des atomes [9, 132–134].

En introduisant sur un seul chemin atomique une faible quantité de gaz, on peut mesurer l'indice de réfraction n de ce gaz pour l'onde de matière [137, 138]. Cette expérience est analogue à une mesure d'indice par interférométrie optique mais la partie réelle et la partie imaginaire de $(n - 1)$ sont d'importance comparable. La partie imaginaire de l'indice equivaut à une mesure de section efficace de collisions, ce qui est classique, mais la partie réelle de l'indice n'est pas accessible par d'autres méthodes.

Nous décrivons une expérience de mesure de polarisabilité et une expérience de mesure d'indice de réfraction de gaz que nous avons réalisées au cours de cette thèse.

.7 Plan de la thèse

Notre équipe a entrepris la construction d'un interféromètre atomique en 1998. L'objectif était de réaliser une séparation spatiale entre les deux chemins de l'interféromètre suffisante pour pouvoir intercaler une séparation matérielle. Les principales mesures envisagées alors étaient la mesure de la polarisabilité électrique de l'atome de lithium et la mesure de l'indice de réfraction des gaz pour cette onde.

L'interféromètre construit est de type Mach Zehnder et fonctionne avec un jet supersonique de lithium ensemencé dans de l'argon diffracté par trois ondes stationnaires laser dans le régime de Bragg. Les premières expériences de diffraction ont été réalisées en 2000 [130] puis les premières franges d'interférences ont été obtenues en 2001 [80] avec une visibilité de 74% pour un flux moyen de 14200 c/s. Des signaux d'interférences présentant une forte visibilité de 84% et un flux élevé de $I_0 = 17000$ c/s ont été observés en 2004 [11]. Le système de détection et la source atomique ont été caractérisés respectivement au cours des années 2002 [152] et 2004 [140, 141]. Les premières mesures par interférométrie ato-

mique ont commencé à l'été 2004 avec l'application d'un gradient de champ magnétique. Cette expérience permet de caractériser le fonctionnement de l'appareil et de contrôler sa sensibilité [21]. L'étude de l'application d'un champ électrique statique sur un seul des bras de l'interféromètre durant l'automne 2004, a permis de mesurer de la polarisabilité électrique de l'atome de lithium dans son état fondamental avec une très bonne précision : nous améliorons la précision de la mesure de cette grandeur d'un facteur 3 [133,134]. Enfin, en mai 2006 débutent les expériences de mesure d'indice de réfraction des gaz pour une onde de lithium. Nous avons mis alors en évidence le phénomène d'oscillation de gloire de l'indice de réfraction en fonction de la vitesse de l'onde incidente. Ces mesures sont en bon accord avec les prévisions théoriques et nous encourageant à poursuivre ces expériences pour explorer une plus grande gamme de vitesse. Même si ces expériences sont encore en cours, d'autres études sont déjà prêtes à démarrer comme notamment la mise en évidence d'un effet de propagation non réciproque en présence de champs électrique et magnétique croisés.

Ma thèse a débuté en octobre 2003 lorsque l'interféromètre n'avait pas encore fonctionné dans de bonnes conditions depuis septembre 2001. La source des difficultés rencontrés ayant été identifiée quelques semaines avant mon arrivée, j'ai pu travailler à toutes les étapes de la remise en marche de l'interféromètre. Cette expérience a été très enrichissante et a conduit à la réalisation de plusieurs mesures interférométriques de qualité.

Ce manuscrit me permet alors de présenter mon travail au cours de ces trois dernières années et il s'organise comme suit :

Chapitre I : Dispositif expérimental

Le premier chapitre est dédié à la description et à la caractérisation en détail du dispositif expérimental. Je présente en premier lieu le fonctionnement de la source atomique, puis le système à vide permettant la propagation libre des atomes depuis la source jusqu'au détecteur. L'interféromètre est ensuite présenté : je décris ses caractéristiques mécaniques, la réalisation des réseaux de phases à partir d'un système laser et à cette occasion je décris la procédure expérimentale d'alignement des miroirs. Enfin je rappelle les caractéristiques du système de détection par un fil chaud et je présente les modifications de ce système en cours de réalisation.

Chapitre II : Diffraction laser

Le deuxième chapitre est une analyse de la diffraction de l'onde atomique de lithium par une onde stationnaire laser avec d'abord un rappel du traitement analytique du phénomène de diffraction dans le formalisme des états de Bloch. Je présente ensuite une modélisation numérique qui s'affranchit de certaines hypothèses simplificatrices, ce qui permet de décrire l'appareil de manière plus réaliste.

Chapitre III : Interféromètre de type Mach Zehnder

Ce chapitre est consacré à l'étude de l'interféromètre et il débute par une modélisation très simple de son fonctionnement qui met en évidence les points clés de l'appareil. Ensuite, je présente l'expérience : la réalisation de l'interféromètre, les signaux observés, et les problèmes associés aux mesures de phase. Enfin, je termine cette étude par une analyse

du bruit de phase de notre interféromètre essentiellement dû aux vibrations mécaniques.

Chapitre IV : Polarisation électrique de l'atome de lithium

Le quatrième chapitre présente la mesure de la polarisabilité électrique de l'atome de lithium dans son état fondamental réalisée au cours de l'automne 2004. Dans un premier temps, je rappelle la définition de cette grandeur et décris les diverses méthodes utilisées pour mesurer la polarisabilité électrique d'un atome isolé dans son état fondamental. Dans un deuxième temps, je présente le dispositif expérimental et notamment la réalisation du condensateur inséré entre les deux chemins atomiques. Le mode d'acquisition des données est alors détaillé ainsi que l'analyse du déphasage observé. Enfin, je présente les calculs de polarisabilité du lithium disponibles dans la littérature et compare leurs résultats à notre mesure.

Chapitre V : Indice de réfraction

Ce chapitre est consacré aux mesures de l'indice de réfraction des gaz pour une onde de lithium réalisées au printemps 2006. Je rappelle le principe du calcul théorique de cette grandeur. Je poursuis en décrivant les éléments expérimentaux nécessaires à la mesure, à savoir la cellule d'interaction, sa construction et le dispositif servant à l'introduction du gaz sur un seul chemin atomique. L'alignement et le positionnement de la cellule sont des étapes cruciales et sont présentés en détail. Après la description de la procédure expérimentale d'acquisition des données, je présente les résultats issus des mesures. Ces résultats se divisent alors en deux parties : une mesure de l'indice de réfraction de gaz tels l'argon, le krypton et le xénon pour une onde de lithium de vitesse donnée. Puis j'analyse la dépendance de la partie réelle et imaginaire de l'indice en fonction de la longueur d'onde des atomes incidents, mettant ainsi en évidence des oscillations de gloire en bon accord avec les prédictions théoriques.

Chapitre VI : Prochaines mesures expérimentales

Mon exposé se termine alors par la présentation des perspectives de notre équipe. D'autres mesures sont envisagées à court terme et je présente dans ce chapitre deux d'entre elles.

La première consiste en la mise en évidence d'un effet de phase topologique, équivalente à l'effet Aharonov-Casher dans le cas d'un dipôle électrique induit. Cette expérience consisterait alors à la première démonstration expérimentale de cet effet. Au cours de ma thèse, j'ai établi la procédure expérimentale à adopter et réalisé la conception de la cellule d'interaction. J'en présente ici mes principales conclusions.

Ensuite, je décris plus brièvement une expérience de mesure de l'interaction des atomes de lithium avec une surface.

Chapitre I

DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Les composants essentiels d'un interféromètre atomique sont la source d'ondes de matière, le processus permettant la manipulation cohérente des atomes et enfin le détecteur du faisceau de sortie. Dans ce chapitre je vais expliciter les choix de notre équipe sur ces trois points. Je présente, dans un premier temps, la source d'atomes de lithium en évaluant son intensité, sa brillance ainsi que sa distribution de vitesse. Je décris ensuite les enceintes à vide et le système de pompage nécessaire pour un bon fonctionnement de ce jet. Je décris enfin notre interféromètre de type Mach Zehnder qui utilise la diffraction élastique des atomes par des ondes stationnaires laser dans le régime de Bragg. Dans un tel interféromètre, les faisceaux de sortie diffèrent seulement par leur direction de propagation et ceci impose une très forte collimation de l'onde atomique incidente. Enfin, je présente le détecteur qui doit être très sensible, car le flux d'atomes de lithium à détecter est très faible, et très sélectif, car il ne faut pas détecter les atomes beaucoup plus nombreux provenant du gaz résiduel.

I.1 Source atomique

L'interférométrie atomique repose sur le principe de la dualité onde-corpuscule. Ainsi un atome de masse m et de vitesse v se comporte au cours de sa propagation comme une onde de longueur d'onde de De Broglie :

$$\lambda_{dB} = h/(mv) \tag{I.1}$$

mais ce sont ses caractéristiques de corpuscule qui permettent de décrire le processus de sa détection.

Le choix de l'atome de lithium repose sur trois propriétés très importantes. Ses transitions de résonance sont dans le visible à 671 nm avec des forces d'oscillateurs considérables, ce qui permet de diffracter efficacement cet atome grâce aux lasers monofréquences puissants disponibles à cette longueur d'onde. Sa faible masse lui confère une longueur d'onde de De Broglie plus grande que celle des atomes plus lourds allant à la même vitesse, de sorte que l'angle de diffraction par des réseaux est plus important et ceci permet une meilleure séparation spatiale des faisceaux de sortie de l'interféromètre. Enfin, il est possible de détecter le lithium avec une grande efficacité par ionisation sur un fil chaud.

L'équation I.1 exprime une propriété essentielle de l'onde de matière : sa longueur d'onde dépend de la vitesse de la particule. Or, même si l'interféromètre de Mach Zehnder

n'est pas directement sensible à la longueur d'onde, la diffraction de Bragg est sélective en vitesse, ce qui impose d'avoir une source atomique dont la distribution de vitesse est la plus étroite possible. Nous avons choisi d'utiliser un jet supersonique de lithium ensemencé dans l'argon. Un jet supersonique nous est apparu, au moment de la construction de l'interféromètre, comme un bon compromis entre monochromaticité et vitesse moyenne des atomes. En effet, pour les expériences envisagées alors, une source ralentie à basse vitesse n'était pas souhaitable : c'est en particulier le cas pour des mesures d'indice de réfraction des gaz pour les ondes de lithium, car on s'attend à pouvoir observer des variations de l'indice avec la vitesse des atomes de lithium seulement si cette vitesse est au moins comparable à la vitesse d'agitation thermique du gaz cible.

En plus de sa monochromaticité, le jet atomique doit présenter une faible divergence pour permettre la séparation des faisceaux atomiques lors de la diffraction et on vérifie que l'ouverture angulaire du jet doit être meilleure que l'angle de déflexion dû à l'absorption d'un photon résonnant. Une telle collimation n'est pas aisément accessible en utilisant des forces radiatives et nous avons choisi d'utiliser un système de deux fentes pour la réaliser.

Dans les paragraphes qui suivent, je vais revenir en détail sur ces points. Je commence par rappeler brièvement le principe de fonctionnement d'un jet supersonique ainsi que les résultats de sa caractérisation expérimentale [140, 141]. Je décris ensuite le dispositif expérimental comportant la source du jet de lithium et le système de fentes.

I.1.1 Caractéristiques du jet supersonique

Pour réaliser un jet atomique d'alcalin, il suffit de chauffer l'élément dans un four percé d'un trou que nous appellerons par la suite buse. La pression de vapeur saturante s'élevant avec la température, pour une faible valeur de cette pression, les atomes traversent le trou sans effectuer de collisions, et ce tant que leur libre parcours moyen est supérieur au diamètre de la buse : c'est le régime effusif. Quand la pression de vapeur saturante est suffisamment élevée, de nombreuses collisions ont lieu au niveau de la buse et dans l'espace libre après la sortie du four et ces collisions convertissent une partie de l'enthalpie interne en énergie cinétique du jet. Comme la température du gaz en mouvement baisse tandis que sa vitesse moyenne augmente, le gaz atteint une vitesse égale à la vitesse locale du son (ceci se passe au niveau de la buse) et l'on parle de régime supersonique. On peut considérer qu'il y a deux zones avec des régimes d'écoulement différents. A la sortie du four, la densité atomique est encore très forte, de nombreuses collisions assurent alors un équilibre thermodynamique local de sorte que cette région peut être décrite par les lois de la dynamique des fluides. La densité, diminuant avec la distance z à la buse comme z^{-2} , il existe une distance notée z_c correspondant à la position moyenne de la dernière collision. Pour $z > z_c$, le jet atomique entre dans un régime sans collisions ou régime moléculaire. On extrait la partie axiale du jet atomique en plaçant un écorceur à une distance $z_s > z_c$. L'intensité du jet dépend alors essentiellement de la première partie de l'écoulement en régime hydrodynamique et sa distribution en vitesse se fige au moment du passage à l'écoulement en régime moléculaire.

Avec le lithium, qui est corrosif à haute température et dont la pression de vapeur saturante est la plus basse de tous les alcalins, il est difficile d'obtenir une pression de

vapeur saturante suffisante pour atteindre un tel régime. C'est pourquoi, on utilise un gaz inerte, que l'on introduit dans le four avec une pression très supérieure à la pression de vapeur saturante du lithium. La détente de ce gaz inerte impose aux atomes de lithium son écoulement.

Intensité du jet de lithium

L'intensité du jet de lithium se déduit de l'intensité du jet d'argon. Pour la calculer, on se base sur les travaux de H. C. W. Beijerinck et N. Versters [142] qui donnent l'intensité du jet du gaz porteur en fonction du nombre d'atomes émis par unité de temps \dot{N}_{Ar} :

$$I_{Ar} = K_\gamma \frac{\dot{N}_{Ar}}{\pi} \quad (I.2)$$

$$\dot{N}_{Ar} = n_0 \left(\frac{\pi d^2}{4} \right) \left(\frac{\gamma k_B T_0}{m} \right)^{1/2} \left(\frac{\gamma + 1}{2} \right)^{-\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \quad (I.3)$$

où n_0 est la densité d'argon dans le four, d le diamètre de la buse de sortie, T_0 la température de la buse et K_γ le "peaking factor". Pour un gaz monoatomique comme l'argon, $\gamma = 5/3$. L'article de H.C.W Beijerinck et N.F. Versters rassemble différentes valeurs pour K_γ toutes voisines de 2 pour un gaz monoatomique.

Il faut bien distinguer la température de la buse T_0 qui définit la vitesse du jet atomique et la température du corps du four qui est plus basse et qui fixe la pression de lithium par application du principe de la paroi froide de Watt. Nous considérons comme les conditions standards de fonctionnement du jet atomique un diamètre de buse $d = 200 \mu\text{m}$, une pression d'argon de $P_{Ar} = 330 \text{ mbar}$, une température du four de 1000 K et une température de la buse de $T_0 = 1080 \text{ K}$. Dans ces conditions, le débit calculé d'argon est de $\dot{N}_{Ar} = 2.6 \times 10^{19}$ atomes/s, et l'intensité est donnée par :

$$I_{Ar} = 1.65 \times 10^{19} \text{ atomes/s.sr} \quad (I.4)$$

L'intensité du jet de lithium se déduit approximativement de celle du jet d'argon à partir du rapport entre les densités atomiques de lithium N_{Li}^0 et d'argon N_{Ar}^0 dans le four :

$$I_{Li} = \frac{N_{Li}^0}{N_{Ar}^0} I_{Ar} \quad (I.5)$$

La pression de vapeur saturante du lithium est donnée par l'équation [144] :

$$\log(P_{Li}) = 8.137 - \frac{8172}{T} \quad (I.6)$$

où P_{Li} est exprimée en millibar, T en Kelvin et cette loi est valable pour des températures comprises entre 700 et 1000 K. Dans les conditions standards, la pression de vapeur saturante de lithium est égale à 0.92 mbar et on calcule l'intensité du jet de lithium :

$$I_{Li} = 4.6 \times 10^{16} \text{ atomes/s.sr} \quad (I.7)$$

Distribution en vitesse des atomes dans un jet supersonique :

Un jet supersonique peut être décrit comme un gaz très froid en mouvement à une assez grande vitesse u dans le laboratoire. La distribution de vitesse selon l'axe du jet peut être décrite par une température dite température parallèle. Quand on utilise un jet supersonique ensemencé, on s'attend à ce que la distribution de vitesse parallèle de l'espèce ensemencée soit décrite par une température égale ou supérieure à celle de la distribution de vitesse parallèle des atomes du gaz porteur. Nous avons montré [140, 141] que la température parallèle du lithium ensemencé dans l'argon pouvait être notablement plus basse que celle de l'argon et que cette propriété est générale, quand l'espèce ensemencée a une masse atomique plus petite que celle du gaz porteur.

Dans un premier temps, je vais rappeler les équations qui décrivent la distribution de vitesse parallèle d'un jet supersonique monoatomique. Dans un deuxième temps, j'explique rapidement pourquoi l'expansion d'un jet supersonique d'une espèce légère ensemencée dans une espèce lourde mène à des températures différentes pour les deux espèces.

Cas d'un jet monoatomique

La distribution de vitesse parallèle d'un jet atomique est constante dès lors que l'on est en régime moléculaire et elle est de la forme [145] :

$$P(v) \propto v^3 e^{-S_{\parallel\infty}^2 \frac{(v-u)^2}{u^2}} \quad (\text{I.8})$$

où $S_{\parallel\infty}$ est le rapport terminal de vitesse parallèle et u la vitesse moyenne. Dans la suite de ma thèse, je supposerai que l'on peut omettre le préfacteur en v^3 de cette distribution dès lors que la distribution en vitesse est suffisamment étroite, c'est à dire dès que $S_{\parallel\infty}^2 \gg 1$, ce qui est le cas dans nos conditions expérimentales. Nous considérerons par la suite que la distribution de vitesse parallèle du jet atomique est de la forme :

$$P(v) = \frac{S_{\parallel}}{u\sqrt{\pi}} \exp \left[-\frac{S_{\parallel}^2}{u^2} (v-u)^2 \right] \quad (\text{I.9})$$

Cette distribution est de norme égale à 1. Nous n'écrivons pas la distribution de vitesse transverse mais il faut remarquer que sa largeur décroît par un effet purement géométrique bien connu.

De nombreuses études très détaillées sur les expansions supersoniques sont disponibles dans la littérature grâce aux travaux de J. Anderson et J. Fenn en 1965 [146], de B. Hamel et D. Willis en 1966 [147], de J.P. Toennies et K. Winkelmann (notée TW par la suite) en 1977 [131] et de H. Beijerinck et N. Versters en 1981 (BV) [142]. Nous avons surtout utilisé les calculs de BV et TW qui expriment le rapport terminal de vitesse parallèle sous la même forme :

$$S_{\parallel\infty} = A [n_0 d(C_6/k_B T_0)^{1/3}]^\delta \quad (\text{I.10})$$

où C_6 est le coefficient de Van der Waals, A et δ deux paramètres de simulation qui valent respectivement pour les modèles de TW et BV : $A = 1.413; 1.314$ et $\delta = 0.53; 0.545$. Ces deux modèles mènent sensiblement au même comportement comme on peut le voir sur la figure I.1.

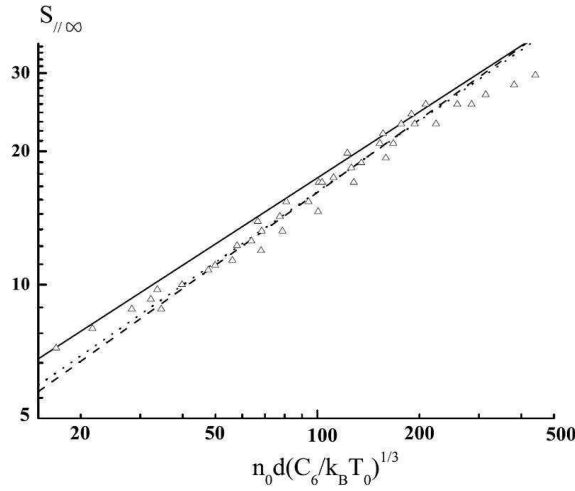


FIG. I.1 – Rapport terminal de vitesse parallèle en fonction des paramètres de la source atomique $n_0 d(C_6/k_B T_0)^{1/3}$. Sont représentés successivement de bas en haut : le modèle de BV [142] en traits discontinus, celui de TW [131] en pointillés, puis la loi semi empirique de BV [142] en trait plein. Les triangles correspondent aux mesures sur un jet d'argon effectuées par H. Meyer [143].

La vitesse moyenne u des atomes ne varie plus dès lors que l'on entre en régime moléculaire et elle dépend uniquement de la masse atomique du gaz porteur et de la température de la buse :

$$u = \sqrt{5 \frac{k_B T_0}{m}} \quad (\text{I.11})$$

Une correction relative égale à $-0.75/S_{\parallel}^2$ a été omise : elle exprime que toute l'enthalpie interne initiale n'a pas été convertie. Dans un cas expérimental réaliste, cette correction est de l'ordre de 1% de u .

Cas d'un mélange de deux gaz monoatomiques

Dans nos conditions expérimentales, le jet supersonique est décrit par l'expansion du lithium ensemencé dans l'argon. La présence de deux espèces différentes nécessite de traiter des équations couplées pour les deux espèces, ce qui complique beaucoup le problème. Les études des expansions supersoniques d'un mélange de deux gaz monoatomiques, bien que moins nombreuses, existent dans la littérature (les travaux de J.B. Anderson [148, 149] et de D.R. Miller [150] ainsi que les travaux référencés par ces auteurs) mais la plupart de ces études décrivent le cas d'espèces lourdes diluées dans un gaz porteur léger, ce qui est l'inverse du cas qui nous intéresse. Le cas d'un gaz léger ensemencé dans un gaz lourd a été peu étudié car il ne semble pas très intéressant, les écoulements supersoniques d'espèces lourdes étant largement perturbés par la formation de molécules de Van der Waals. Ce cas présente pourtant l'avantage de produire un jet atomique moins rapide de l'espèce légère, ce qui est particulièrement utile pour l'interférométrie atomique.

En 2004, nous avons mesuré la distribution en vitesse de notre jet de lithium par effet Doppler [140, 141]. Pour une température de la buse de $T_0 = 1073$ K, une pression d'argon de $P_{Ar} = 330$ mbar et un diamètre de buse de $d = 200$ μm nous avons mesuré une vitesse moyenne de $u = 1060$ m/s et une température $T_{\parallel}(Li) \approx 6.6$ K. Cette température qui est une mesure directe de la distribution en vitesse parallèle, est trois fois plus petite que celle attendue pour l'argon. Nous avons développé un modèle [140, 141] basé sur les calculs de BV [142] et TW [131] qui explique cet effet dans le cas d'une espèce légère ensemencée à forte dilution dans une espèce plus lourde.

Voici une explication qualitative de ce qui se passe. Rappelons que pour l'expansion d'un gaz pur, c'est le refroidissement dit géométrique de la température perpendiculaire à l'écoulement qui est transmis au degré de liberté parallèle par l'intermédiaire de collisions. Tant qu'il y a des collisions, le refroidissement des degrés de liberté perpendiculaires entraîne un refroidissement longitudinal. Dans le cas d'un mélange de deux espèces notées 1 et 2 (l'espèce 2 est l'espèce légère et est très diluée dans l'espèce 1), la température parallèle de l'espèce (2) est non seulement couplée à sa température perpendiculaire mais aussi aux températures perpendiculaire et parallèle du gaz porteur (1). A la fin de l'expansion supersonique, même si la température parallèle du gaz porteur (1) est gelée, les températures perpendiculaires des gaz porteur (1) et ensemencé (2) continuent de décroître par simple effet géométrique. De cette manière, la température parallèle du gaz léger (2) peut devenir inférieure à celle du gaz porteur (1). La condition d'un tel comportement est que les collisions atome ensemencé-atome du gaz porteur restent efficaces pour coupler les températures de l'espèce ensemencée (2) entre elles et à celles du gaz porteur (1) alors que les collisions entre atomes du gaz porteur ne sont déjà plus efficaces pour coupler les deux températures du gaz porteur. Ceci est possible parce que les collisions d'un atome léger sur un atome lourd, en modifiant très fortement la direction de la vitesse de l'atome léger, couplent très efficacement les températures parallèle et perpendiculaire de l'atome léger. Ce couplage collisionnel dépend aussi des forces relatives des interactions à longue distance {atome du gaz porteur-atome du gaz porteur}{1-1} et {atome du gaz ensemencé-atome du gaz porteur}{1-2}.

Le comportement des quatre températures en fonction de la distance à la buse est décrit sur la figure I.2 en utilisant des quantités réduites. On voit clairement que la température longitudinale du lithium $T_{\parallel 2}$ devient inférieure à celle de l'argon $T_{\parallel 1}$ à la fin de l'expansion tandis que les deux températures perpendiculaires T_{\perp} continuent à décroître. On peut remarquer que $T_{\perp 2}$ est plus grand que $T_{\perp 1}$, précisément à cause du plus fort couplage des températures perpendiculaire $T_{\perp 2}$ et parallèle $T_{\parallel 2}$ de l'espèce 2. Dans le cas du lithium ensemencé dans l'argon, notre calcul prévoit un rapport des températures parallèles égal :

$$\frac{T_{\parallel 2\infty}}{T_{\parallel 1\infty}} = 0.38 \quad (\text{I.12})$$

et ce résultat est en accord satisfaisant avec nos mesures [140, 141].

Nous n'avons pas discuté la vitesse moyenne des atomes des deux espèces. L'approximation la plus simple consiste à utiliser pour les deux espèces la même vitesse u donnée par l'équation (I.11) en utilisant pour m la masse atomique du gaz porteur. Si on veut être plus précis, trois corrections d'importance comparable doivent être prises en compte :

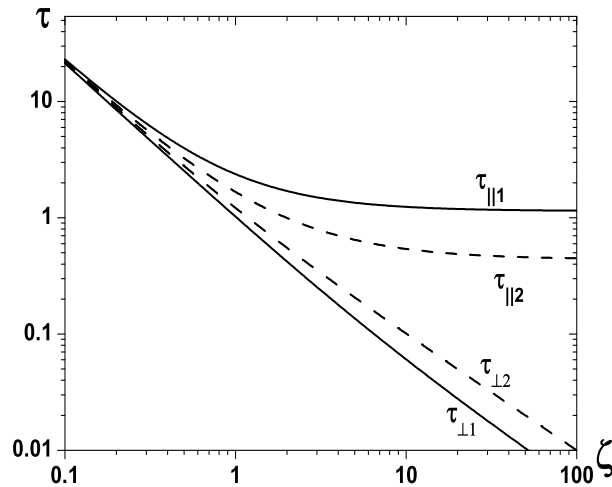
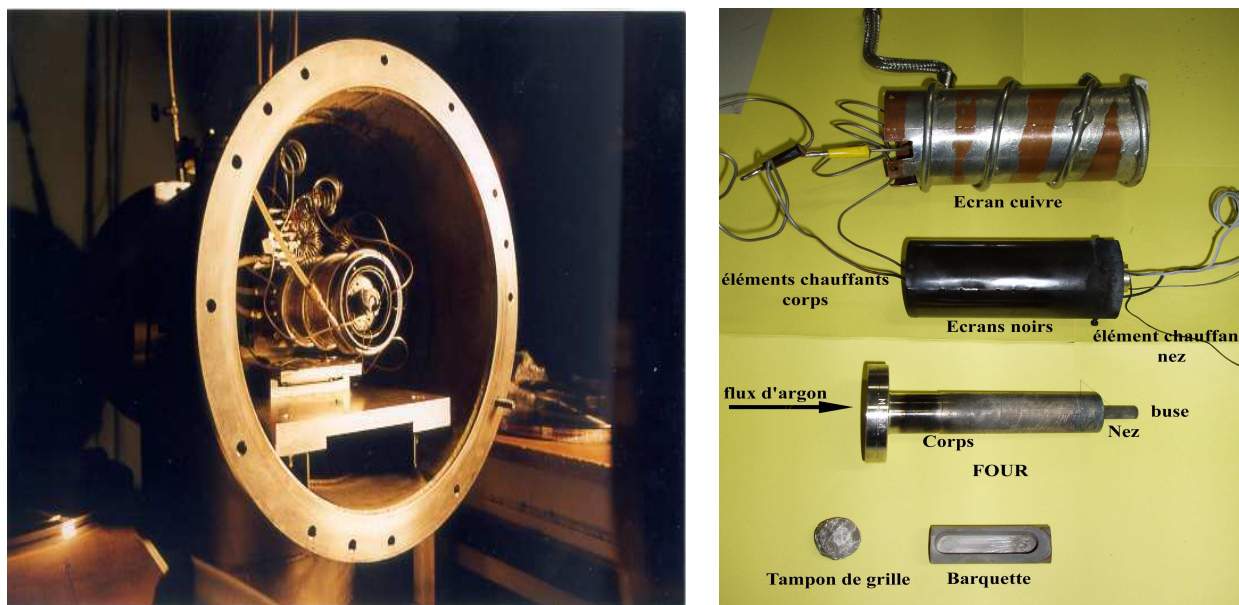


FIG. I.2 – Evolution des températures parallèles τ_{\parallel} et perpendiculaires τ_{\perp} le long de l'écoulement d'un jet supersonique. Les grandeurs τ et ζ sont des grandeurs réduites mesurant respectivement les températures et la distance à la buse z . L'espèce légère (le lithium) est notée 2 et le gaz porteur (l'argon) est noté 1. Cette courbe est issue des articles [140, 141] qui présentent notre modèle complet de l'expansion supersonique. On constate que les températures perpendiculaires continuent à décroître, à cause de l'effet de refroidissement géométrique présent pour les deux espèces. La température parallèle terminale du lithium est nettement inférieure à celle de l'argon.

une correction d'ordre S_{\parallel}^{-2} déjà discutée pour l'expansion d'un gaz pur monoatomique; une correction qui consiste à remplacer la masse atomique du gaz porteur par la masse atomique moyenne du gaz (cette correction est très faible pour le lithium dilué dans l'argon mais elle peut être très importante si on remplace l'argon par un mélange de deux gaz monoatomiques et nous l'utiliserons au chapitre V pour avoir un jet atomique de vitesse ajustable); enfin une correction de "velocity slip" qui décrit le fait que les deux espèces ne vont pas tout à fait à la même vitesse moyenne, à cause du nombre fini de collisions durant l'expansion supersonique. Ces trois corrections sont de l'ordre de 1% pour notre jet de lithium ensemencé dans l'argon [133].

I.1.2 Réalisation du four de lithium

Le lithium se présente à température ambiante comme un métal solide. Il est susceptible de réagir avec l'eau, l'oxygène, l'hydrogène et l'azote présents dans l'air ambiant. C'est pourquoi nous nous le procurons sous forme de granulés conditionnés dans des flacons de 5 g sous une atmosphère protectrice d'argon. Ce dispositif permet de le conserver dans de bonnes conditions et d'éviter une trop forte oxydation. Sa composition isotopique naturelle est de 92.51% de ${}^7\text{Li}$ et de 7.49% de ${}^6\text{Li}$. Le lithium que nous utilisons est pur



a) Photo de l'ensemble constituant le four dans son enceinte à vide.

b) Les différents éléments constitutifs du four de lithium.

FIG. I.3 – Le lithium est introduit dans la pièce notée "four" à l'intérieur d'une barquette entourée de part et d'autre par des tampons de grille métallique. L'ensemble est ensuite surmonté d'un bobinage d'éléments chauffants entourés de deux écrans thermiques qui sont devenus noirs. Enfin un écran en cuivre refroidi à l'eau entoure l'ensemble.

à 99%, les principales impuretés étant le sodium présent à 0.74% ainsi que le potassium à l'état de traces. Ces deux espèces ne gênent pas notre jet atomique, car nous pensons qu'après quelques heures de chauffage, le sodium et le potassium, ayant des pressions de vapeur saturante plus élevées que le lithium, ont été éliminés du four.

Pour avoir un jet de lithium d'intensité suffisante, il faut une pression de vapeur saturante voisine de 1 mbar soit une température de four voisine de 730°C. La conception de notre four est inspirée de celui réalisé au LASIM à Lyon par M. Broyer et Ph. Dugourd [151]. A la température à laquelle nous travaillons inférieure à 900°C pour l'avant du four, nous pouvons utiliser un chauffage par conduction à l'aide de résistances chauffantes alors que l'équipe du LASIM utilise un chauffage par rayonnement plus difficile à mettre en oeuvre mais permettant d'atteindre 1300°C. Une photographie du four est présentée sur la figure I.3. Il se compose de trois parties :

La première est un tube creux en acier inoxydable qui contient directement le lithium inséré à l'intérieur dans une petite barquette en acier inoxydable. Le volume intérieur de la barquette est de l'ordre de 10 cm³ et nous pouvons la charger avec environ 5 g de lithium (la masse volumique du lithium étant de 0.53 g/cm³). En amont et aval de cette barquette, nous plaçons des tampons d'épaisseur 5 mm réalisés en comprimant une toile métallique de pas très fin (90 μm). Ces tampons servent à arrêter d'éventuelles impuretés qui pourraient boucher la buse. Pour éviter tout problème de fuites, la buse de diamètre $d = 200 \mu\text{m}$ est directement percée à l'extrémité d'une pièce soudée sur le tube. Le raccord du tube sur le

support se fait à l'arrière du four par l'intermédiaire d'une bride CF35 directement montée sur une pièce refroidie à l'eau.

La deuxième partie du four constitue sa partie chauffante. Il s'agit d'une pièce cylindrique qui s'emboîte sur le premier tube et sur laquelle on bobine des éléments chauffants à extrémités froides de la firme Thermocoax. Deux éléments sont consacrés au chauffage du corps du four et un troisième élément est consacré au chauffage de l'avant du four. Chacun des éléments chauffants est alimenté par une alimentation stabilisée indépendante avec une puissance voisine de 100 Watts. On maintient systématiquement la température de l'avant du four supérieure de 80°C à celle du corps du four, de manière à éviter l'obstruction de la buse par du lithium liquide.

La dernière partie du four se compose d'écrans thermiques. Les deux premiers, appelés "noirs" sur la figure I.3, sont directement placés autour des éléments chauffants et ils permettent de réduire la puissance de chauffage nécessaire. Le dernier écran est en cuivre refroidi à l'eau et il entoure tout le four. Il permet d'éviter une trop forte élévation de température de l'enceinte à vide contenant le four.

Ces trois parties du four permettent d'atteindre une température voisine de 900°C pour l'avant et de 750°C pour le corps du four. Ces températures sont mesurées à l'aide de deux thermocouples de type K de précision 1% disposés l'un à proximité de la buse et l'autre sur le corps du four.

Le gaz porteur est introduit par l'arrière du four via un tube en acier inoxydable, de diamètres 4 – 6 mm, soudé à la bride CF35 en regard de celle du four. Il ne faut pas trop baisser la pression du gaz quand le four est chaud si l'on veut éviter que le lithium n'obstrue la conduite d'arrivée du gaz. Nous prenons de grandes précautions quant à la pureté du gaz porteur introduit car des impuretés (molécules d'eau et de dioxygène) même en faibles concentrations produisent des oxydes de lithium peu volatils qui bouchent la buse. Pour cela, toute la ligne de gaz est réalisée en tube d'acier inoxydable de 4 – 6 mm afin de garantir une bonne pureté. Les bouteilles de gaz sont de type Alpagaz 1 fournies par la firme Air liquide, avec une pureté garantie de l'ordre de 99.999%. Pour éliminer les impuretés résiduelles, nous avons placé sur la ligne de gaz à l'extérieur de l'enceinte à vide une cartouche purificatrice fournie par l'Air liquide. Cette cartouche assure une filtration des particules de tailles supérieure à $20\ \mu\text{m}$ et elle adsorbe aussi les impuretés en ramenant leur concentration à moins de 0.4 ppm pour l'eau et moins de 0.1 ppm pour le dioxygène. Grâce à ces précautions, les bouchages de la buse se font rares et le four n'est rempli que lorsqu'il est vide, soit tous les deux ou trois mois suivant les expériences en cours.

I.1.3 Collimation

Principe et définition :

La collimation du jet est essentielle pour séparer les deux faisceaux diffractés et aussi pour distinguer les deux sorties complémentaires de l'interféromètre au niveau du détecteur.

Nous réalisons cette collimation avec deux fentes S_0 et S_1 séparées de 76 cm, situées à l'entrée et à la sortie de la troisième enceinte à vide. La première fente mesure 5 mm de haut (direction \vec{y}) et $e_0 = 20\ \mu\text{m}$ de large (direction \vec{x}). Elle est réalisée par une fente percée dans une feuille d'or. La seconde est une fente réglable, dont les lèvres sont des

lames de silicium, et dont l'ouverture e_1 est réglable dans la gamme $0 - 200 \mu\text{m}$. Cette fente commercialisée par la firme Piezo-System Jena est accompagnée d'une électronique d'asservissement de sa largeur. Ce système très sensible a montré à plusieurs reprises des dysfonctionnements sévères. Actuellement, la fente se ferme totalement dès lors que la largeur de consigne est inférieure à $18 \mu\text{m}$.

La séparation angulaire entre les deux jets diffractés est de $160 \mu\text{rad}$ au premier ordre de diffraction pour des atomes de vitesse moyenne $u \sim 1060 \text{ m/s}$. Au vu des dimensions de l'appareil représenté sur la figure I.4, la séparation suivant la direction \vec{x} entre les centres des deux faisceaux de sortie de l'interféromètre est de $64 \mu\text{m}$ au niveau de la fente de détection S_D . La largeur à mi-hauteur du jet atomique doit être inférieure à cette distance entre les centres des faisceaux, ce qui fixe l'ouverture angulaire totale à mi-hauteur du jet à $36.6 \mu\text{rad}$ (cette valeur est obtenue en divisant la distance entre les centres des faisceaux sur la fente de détection égale à $64 \mu\text{m}$ par la distance entre la fente S_1 et la fente S_D soit $z_D - z_1 = 1760 \text{ mm}$). On peut calculer la divergence totale à mi-hauteur du jet atomique après la collimation :

$$\vartheta_{FWHM} = \frac{|e_1 - e_0| + e_1 + e_0}{2L_{01}} = 26 \mu\text{rad} \quad (\text{I.13})$$

en utilisant les données de la figure I.4. Ce calcul donne une largeur à mi-hauteur du jet égale à $45.5 \mu\text{m}$ au niveau de la fente de détection. Mais on peut considérer aussi la divergence maximale du jet atomique donnée par :

$$\vartheta_{max} = 2 \frac{e_1 + e_0}{2L_{01}} = 42 \mu\text{rad} \quad (\text{I.14})$$

ce qui fait une largeur maximale au niveau de la fente de détection de $73.5 \mu\text{m}$. On voit donc que les deux faisceaux de sortie sont assez bien séparés au niveau de la fente de détection S_D mais que leurs ailes se recouvrent un peu. On vérifie aussi que les faisceaux sont très bien séparés au niveau de la deuxième onde stationnaire.

Suivant la direction \vec{y} , le jet n'est collimaté que par l'écorceur de rayon $r_s = 0.48 \text{ mm}$ en $z_s = 20 \text{ mm}$ et par le trou de diamètre 3 mm situé en $z_t = 3191 \text{ mm}$. On peut considérer des trajectoires rectilignes pour les atomes (la chute due à la pesanteur sur les 3 ms de temps de vol est de l'ordre de $45 \mu\text{m}$ et la seule quantité qui pourrait jouer un rôle est la dispersion de cette hauteur de chute due à la distribution de vitesse) pour calculer la hauteur utile des fentes de collimation et de détection : on trouve ainsi les hauteurs utiles des fentes de collimation égales à $h_0 = 1.3 \text{ mm}$ et $h_1 = 1.8 \text{ mm}$ et celle de la fente de détection égale à $h_D = 2.9 \text{ mm}$. Dans l'interféromètre, le jet atomique utile a une hauteur d'environ 2 mm .

Flux d'atomes disponible après collimation :

Evaluons le flux d'atomes de lithium disponible au niveau du détecteur. Les équations I.3-I.5 donnent l'intensité du jet supersonique émis par la buse. Pour déterminer la quantité d'atomes qui atteint le détecteur, il est nécessaire de déterminer la brillance \mathcal{B} du jet c'est à dire le nombre d'atomes émis par unité de temps, de surface, et d'angle solide. Celle-ci dépend, à cause des collisions entre atomes, de la position en z . Nous l'exprimons au niveau

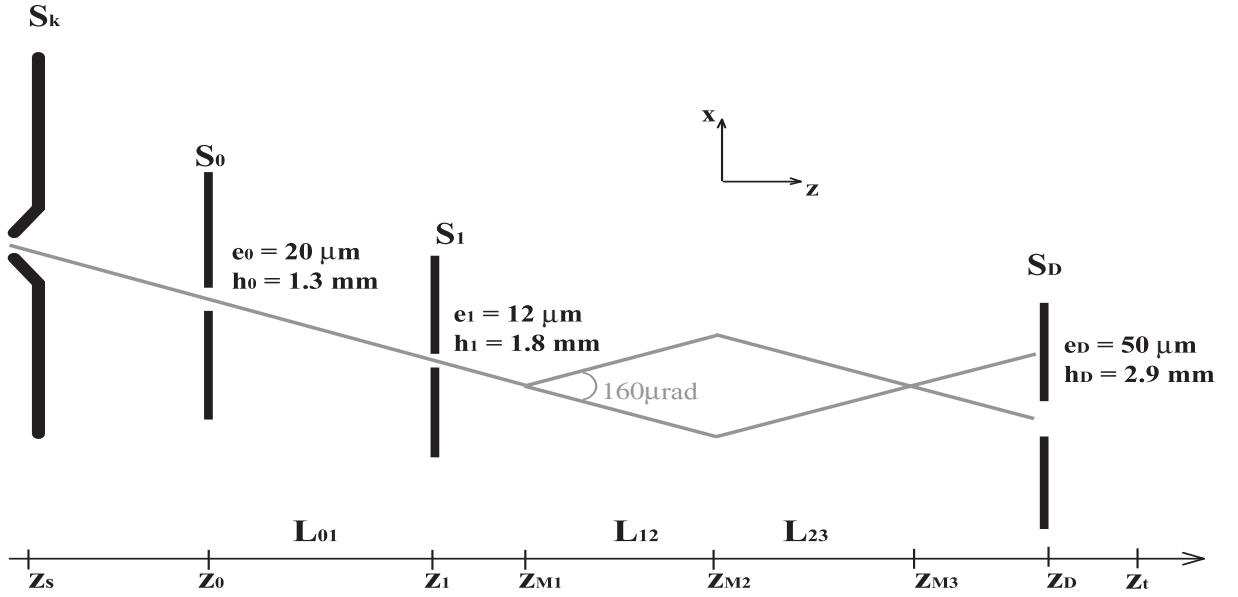


FIG. I.4 – Distances entre les divers éléments permettant la collimation du jet de lithium. Pour chaque élément, je donne sa distance z à la buse : l'écorceur est à $z_s=20 \text{ mm}$, la première fente de collimation S_0 à $z_0 = 485 \text{ mm}$, la deuxième fente de collimation S_1 est à $z_1 = 1265 \text{ mm}$, le centre du premier miroir à $z_{M1} = 1415 \text{ mm}$, le centre du deuxième miroir à $z_{M2} = 2020 \text{ mm}$, le centre du troisième miroir à $z_{M3} = 2625 \text{ mm}$, la fente de détection S_D à $z_D = 3025 \text{ mm}$. La largeur des fentes ainsi que leur hauteur utiles sont indiquées sur la figure. Un trou de diamètre 3 mm sépare l'enceinte de l'interféromètre de l'enceinte du détecteur et il se trouve à $z_t = 3191 \text{ mm}$.

de l'écorceur, à partir duquel elle demeure constante, puisque nous supposons qu'il n'y a plus de collisions après l'écorceur.

$$\mathcal{B} = \frac{dN}{dt} \frac{1}{dS \Delta\Omega} \quad (\text{I.15})$$

où dN est le nombre d'atomes émis, dS est l'élément de surface émettrice, $d\Omega$ est l'élément d'angle solide et dt est l'élément de durée. Le nombre d'atomes franchissant l'écorceur est de :

$$\frac{dN}{dt} = I_{Li} \Delta\Omega_s \quad (\text{I.16})$$

où $\Delta\Omega_s$ l'angle solide sous lequel l'écorceur est vu depuis la buse. Pour un écorceur de rayon $r_s = 0.48 \text{ mm}$ et une distance buse-écorceur $z_s = 20 \text{ mm}$, celui-ci est donné par : $\Delta\Omega_s = \pi r_s^2 / z_s^2$. Par contre l'angle solide $\Delta\Omega$ sous lequel les atomes sont émis résulte de la convolution de $\Delta\Omega_s$ et de l'angle solide $\Delta\Omega_t$ lié à la vitesse perpendiculaire des atomes. On ne connaît pas bien cette vitesse au niveau de l'écorceur mais on sait qu'elle ne doit pas excéder la vitesse longitudinale dans le référentiel hydrodynamique allant à la vitesse

moyenne du jet. On peut alors écrire :

$$\Delta\Omega_t \leq \frac{1}{\pi S_{\parallel}^2} = 4.4 \times 10^{-2} \text{ sr} \quad (\text{I.17})$$

Comme $\Delta\Omega_s \sim 1.8 \times 10^{-3} \text{ sr}$, on peut admettre que $\Delta\Omega_t \approx \Delta\Omega_s \sim 4.4 \times 10^{-2} \text{ sr}$. La brillance s'exprime alors sous la forme :

$$\mathcal{B} = \frac{I_{Li}}{z_s^2 \Delta\Omega_t} = 2.4 \times 10^{21} \text{ at.s}^{-1}.\text{m}^{-2}.\text{sr}^{-1} \quad (\text{I.18})$$

Le flux disponible après la collimation s'exprime alors en fonction de cette brillance, de l'angle solide de collimation et de la surface émettrice effective. On peut alors calculer le nombre d'atomes de lithium \dot{N}_{Licoll} franchissant les fentes S_0 et S_1 de largeurs respectives e_0 et e_1 , de hauteur utile h_0 et h_1 et à des distances z_0 et z_1 mesurées depuis la buse :

$$\dot{N}_{Licoll} = \mathcal{B} \times \frac{e_1 h_1}{(z_1 - z_s)^2} \frac{e_0 h_0 (z_1 - z_s)^2}{(z_1 - z_0)^2} \quad (\text{I.19})$$

$$= \mathcal{B} \frac{(e_1 h_1)(e_0 h_0)}{(z_1 - z_0)^2} \quad (\text{I.20})$$

Dans cette expression apparaissent l'angle solide défini par la fente S_1 vu de la zone d'émission et la portion de surface émettrice obtenue par projection de la fente S_0 sur le plan $z = z_s$ à partir du centre de la fente S_1 . Nous prévoyons ainsi un flux d'atomes de lithium de :

$$\dot{N}_{Licoll} = 2.2 \times 10^6 \text{ atomes.s}^{-1} \quad (\text{I.21})$$

Expérimentalement, dans des conditions de travail normales, nous observons un flux au niveau du détecteur de 80 000 atomes/s. L'efficacité du détecteur ayant été trouvée voisine de 30% [152], le flux expérimental d'atomes de lithium après collimation est donc de $\dot{N}_{Licoll} \simeq 2.6 \times 10^5 \text{ at./s}$. L'écart d'un facteur 8 entre notre prédiction et notre mesure peut s'expliquer par deux effets. D'une part, il n'est pas certain que la pression de lithium dans le four soit effectivement égale à la pression de vapeur saturante. D'autre part, la pression dans la chambre 2 entre l'écorceur et la première fente de collimation S_0 est assez élevée quand le jet fonctionne ($P \sim 4 \times 10^{-6} \text{ mbar}$). Comme le jet parcourt environ 40 cm dans cette enceinte, il doit être légèrement atténué par des collisions. Il serait assez facile de calculer cette atténuation si la densité de gaz était uniforme dans cette enceinte mais il existe probablement une plus forte densité dans l'écorceur et cet effet est difficile à modéliser.

La collimation a énormément réduit le nombre d'atomes disponibles à la sortie de l'interféromètre mais ce nombre reste tout à fait suffisant pour faire des expériences de précision. On pourrait augmenter ce nombre en réduisant la divergence du jet atomique après l'écorceur par un refroidissement transverse utilisant des lasers, mais une collimation par des fentes restera toujours nécessaire. En effet la collimation obtenue est sub-recul puisqu'elle correspond à une impulsion transverse de l'atome voisine de la moitié de l'impulsion d'un photon à 671 nm.

I.2 Système à vide

Pour assurer le bon fonctionnement de l'interféromètre, il est nécessaire que les atomes ne subissent plus aucune collision une fois le jet collimaté. En effet, toute collision avec un atome ou molécule du gaz résiduel dévie l'atome de lithium de sa trajectoire initiale et celui-ci est alors perdu. Il est donc nécessaire que le libre parcours moyen de l'atome soit un peu supérieur aux dimensions totales de l'interféromètre. Le libre parcours moyen dépend de la densité de gaz résiduel n et de la section efficace de collision σ entre les atomes de lithium et les atomes ou molécules du gaz résiduel :

$$\overline{l_{pm}} \sim \frac{1}{n\sigma} \quad (\text{I.22})$$

Le gaz résiduel a deux origines, les gaz délibérément introduits tel l'argon pour le jet supersonique et le dégazage des parois des enceintes et des joints. Dans les premières chambres à vide, l'essentiel du gaz résiduel est de l'argon et nous ferons le calcul avec la section efficace lithium argon, bien que, à partir des chambres 3 et 4, l'apport d'argon est négligeable devant les dégazages. En utilisant le coefficient C_6 (Li-Ar) publié par T. Tang et R. Certain [153], nous pouvons calculer la section efficace quantique totale de collision [154] :

$$\sigma_{Li-Ar} = 7.55[C_6(Li - Ar)/\hbar v]^{2/5} \simeq 3.5 \times 10^{-18} \text{ m}^2 \quad (\text{I.23})$$

où on a choisi pour la vitesse relative v la vitesse du jet de lithium, $v = 1065$ m/s. Les dimensions de notre appareil imposent un libre parcours moyen $l_{pm} > 10$ m, ce qui donne la condition sur la densité de gaz résiduel $n < 3 \times 10^{16}$ atomes/m³, ce qui correspond à une pression de $P = 1.3 \times 10^{-6}$ mbar à la température de 300 K. Nous allons voir que cette condition est bien vérifiée dans la chambre de collimation et dans la chambre de l'interféromètre.

L'interféromètre construit à Toulouse se compose de cinq enceintes représentées sur la figure I.5. La première enceinte est celle de la source du jet atomique et elle est connectée à l'enceinte suivante uniquement par l'écorceur (modèle I de la firme Beams Dynamics) de rayon $r_s = 0.48$ mm. Le flasque qui fait face au jet est recouvert d'une plaque de cuivre refroidie à l'eau pour éviter une trop forte élévation de température. L'écorceur n'est chauffé que par le rayonnement du four et il est isolé thermiquement du flasque qui le porte par une pièce en céramique pour diminuer la probabilité de bouchage par le lithium condensé (ce qui arrive cependant quelquefois). La présence du jet supersonique impose un débit de gaz de quelques mbar.L/s qui est pompé par une pompe secondaire à diffusion d'huile Varian modèle VHS 400 de débit nominal 8000 L/s, suivie d'une pompe primaire à palettes à deux étages de 65 m³/h entièrement dédiée à cette enceinte. La pression résiduelle est la plus élevée de tout notre appareil et vaut $P_{CH1} = 8 \times 10^{-4}$ mbar quand le jet atomique fonctionne.

Une fois l'écorceur franchi, les atomes pénètrent dans la deuxième enceinte qui permet l'analyse du jet par fluorescence induite par laser : les photons de fluorescence sont collectés par une optique et détectés par un photomultiplicateur. Nous avons utilisé ce dispositif pour vérifier le bon fonctionnement du jet, pour en mesurer la vitesse par effet Doppler avec un

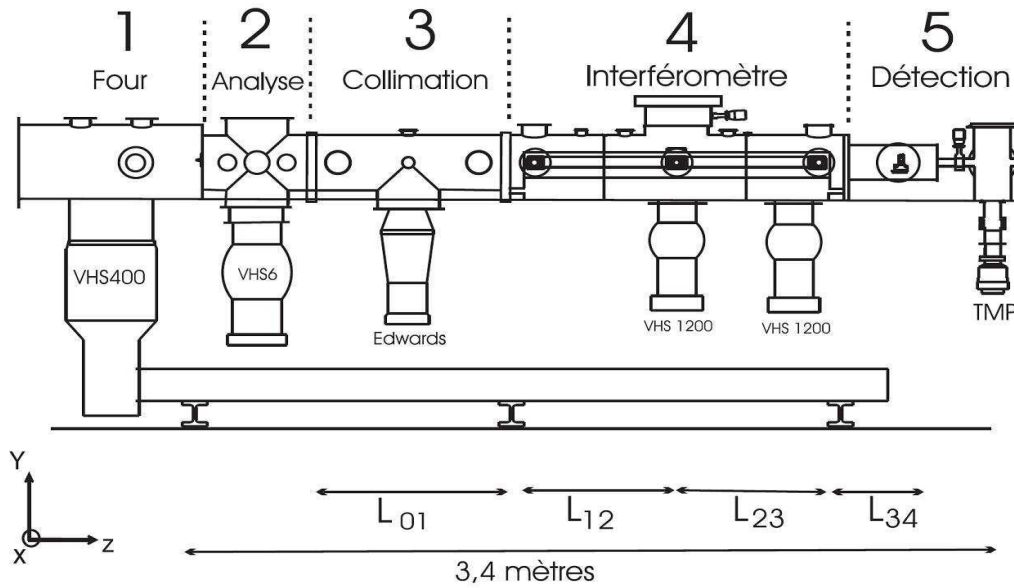


FIG. I.5 – Vue d’ensemble du dispositif expérimental. Les quatre premières enceintes sont pompées par des pompes à diffusion d’huile alors que la dernière, réalisée en technologie ultravide, est pompée par une pompe turbomoléculaire.

faisceau laser faisant un angle de 48° avec le jet [140, 141], et enfin pour le pompage optique du jet. Cette enceinte sert aussi de transition entre le vide voisin de 10^{-3} millibars régnant dans l’enceinte du four et un vide voisin de 5×10^{-7} millibars régnant dans l’enceinte de collimation. Elle est connectée aux enceintes voisines d’un côté par l’écorceur et de l’autre par la première fente de collimation S_0 de largeur $20 \mu\text{m}$. Le pompage de cette enceinte, où le débit de gaz, essentiellement dû à l’argon, est encore important, est réalisé à l’aide d’une pompe secondaire à diffusion d’huile de modèle Varian VHS 6 de vitesse nominale 2400 L/s munie d’un baffle refroidi par de l’eau vers 3°C . Le pompage primaire, commun aux enceintes 2, 3 et 4 est réalisé par une pompe à palette à deux étages de $65 \text{ m}^3/\text{h}$. En l’absence du jet supersonique, la pression dans l’enceinte est typiquement de $5 \times 10^{-7} \text{ mbar}$, alors qu’en présence du jet atomique cette pression remonte à $P_{CH_2} = 4 \times 10^{-6} \text{ mbar}$.

La troisième enceinte de l’interféromètre est consacrée à la collimation transversale du jet atomique et mesure 76 cm de long. Elle est connectée aux autres enceintes par les fentes de collimation S_0 à son entrée et S_1 à sa sortie. La pression mesurée dans cette enceinte est pratiquement insensible au fonctionnement du jet supersonique, le débit de gaz transmis par la fente de collimation S_0 étant beaucoup plus faible que le dégazage des parois et la perméation des joints à vide. Pour diminuer le débit de gaz dû aux joints, nous avons utilisé des joints en viton dans les enceintes 3 et 4. Le vide est réalisé par une pompe à diffusion d’huile de modèle Edwards de vitesse de pompage de 700 L/s munie d’un baffle interne refroidi à l’eau. Le vide est alors de $P_{CH_3} = 6 \times 10^{-7} \text{ mbar}$.

La quatrième enceinte est celle de l’interféromètre. Elle contient le banc de l’interféromètre sur lequel sont fixés les miroirs des ondes stationnaires et les réseaux matériels du

Mach Zehnder optique. Elle contient aussi la fente de détection S_D . La longueur totale de l'enceinte est voisine de 1.8 m. Le pompage est assuré par deux pompes à diffusion d'huile Varian modèle VHS1200 de vitesse nominale 1200 L/s munies de baffles externes refroidis par de l'eau à 3°C. La pression limite est de $P_{CH_4} = 5 \times 10^{-7}$ mbar et elle est tout à fait indépendante du fonctionnement du jet atomique.

Enfin, la dernière enceinte est celle de détection. Cette enceinte peut être isolée du reste du montage par une vanne ultra-vide, ce qui permet de ne pas la remettre à l'air quand on intervient sur le reste du montage. Les atomes pénètrent dans cette enceinte par un trou de diamètre 3 mm situé juste avant cette vanne. Cette enceinte contient le montage du détecteur à fil chaud. Pour réduire les signaux parasites de ce détecteur, il faut éviter de polluer la surface du fil et nous avons donc pris de grandes précautions avec le vide régnant dans cette enceinte construite en technologie ultravide et pompée par une pompe turbomoléculaire de 300 L/s connectée à une pompe primaire à palettes à double étage de 15 m³/h avec un piège à zéolithes et une ligne de gaz d'environ 10 mètres de longueur, ce qui réduit fortement la pollution par les vapeurs d'huile primaire. La pression résiduelle dans l'enceinte est de quelques 10^{-9} mbar lorsque la vanne reliant l'enceinte du détecteur à celle de l'interféromètre est fermée et de quelques 10^{-8} mbar, quand cette vanne est ouverte.

I.3 L'interféromètre atomique

L'interféromètre atomique de type Mach Zehnder est formé de trois ondes laser stationnaires permettant la diffraction des atomes. Chaque onde stationnaire est obtenue par réflexion du faisceau laser sur un miroir placé sous vide. Je vais décrire la source laser et le dispositif optique utilisé pour la création des trois ondes stationnaires. Puis, je présente le banc portant les trois miroirs des ondes stationnaires car la stabilité de ce montage est très importante pour un bon fonctionnement de l'interféromètre. Enfin, j'explique la procédure d'alignement des miroirs permettant d'observer la diffraction de Bragg.

I.3.1 Source des ondes stationnaires

I.3.1.1 Source laser

Le laser est un laser à colorant du modèle développé par F. Biraben [155]. Le laser de pompe est un laser à argon ionisé fonctionnant à 515 nm de la marque Spectra-Physics équipé de la technologie BeamLokTM 2080. Le colorant employé est le colorant LD 688 de marque Exciton mis en solution dans l'E.P.H. (monophényléther). Grâce à cette configuration, j'obtiens régulièrement, après un isolateur optique à deux étages, une puissance de 400 mW pour une puissance de pompe de 5 W. Une petite partie du faisceau est prélevée pour contrôler la puissance et la longueur d'onde et pour assurer l'asservissement de fréquence.

La circulation du colorant nous a posé des problèmes, probablement dus à ce solvant peu habituel et nous avons obtenu un fonctionnement satisfaisant avec les précautions suivantes. Nous utilisons des filtres de marque Cohérent modèle 2603-0021 avec comme seuil de filtration 1 μ m. Le colorant est maintenu à une température constante de 17°C

via un bain thermostaté contrôlé par un refroidisseur de modèle TECO TR10. Le colorant est changé quand son absorption du laser de pompe passe en dessous de 90%, soit environ tous les six à huit mois.

La longueur d'onde du laser est mesurée par un lambdamètre, qui donne une résolution de lecture de 60 MHz. La fréquence du laser est asservie en cavité externe utilisant la technique de Hänsch-Couillaud [156] et la largeur spectrale du laser est voisine de 1 MHz. Lorsque le laser et l'asservissement sont bien réglés, l'asservissement tient environ une à deux heures sans saut de mode. Une analyse de la forme du faisceau laser est réalisée à l'aide d'un analyseur de faisceau de la firme Melles Griot modèle 6.46 : le mode laser est elliptique, avec des largeurs à mi-hauteur $w_z \sim 1.5$ mm suivant l'axe horizontal et $w_y \sim 1.9$ mm suivant l'axe vertical.

I.3.1.2 Dispositif optique pour les ondes stationnaires

Nous formons les trois ondes stationnaires en grossissant le faisceau du laser à colorant avec un télescope et en divisant ensuite le faisceau en trois parties. Chaque onde stationnaire est réalisée en réfléchissant un de ces trois faisceaux sur un miroir situé à l'intérieur de l'enceinte à vide. Les miroirs utilisés sont produits par Laser Optik GmbH : ils ont un diamètre égal à 25 mm, ils sont polis à $\lambda/10$ et leur traitement multidiélectrique R_{\max} a un coefficient réflexion égal à 0.999 à la longueur d'onde du laser $\lambda_L = 671$ nm.

Le télescope est formé de deux lentilles convergentes traitées anti-reflets et les focales sont choisies en fonction du grandissement souhaité. Pour la diffraction d'ordre un, le grandissement utilisé est d'un facteur 5 et les focales utilisées sont $f_1 = 50$ mm et $f_2 = 250$ mm. Le caractère afocal du télescope est vérifié simplement en observant la taille du faisceau laser sur quelques mètres ce qui ne permet pas de savoir précisément où se trouve le waist du faisceau : on ne peut donc pas le localiser exactement sur les miroirs des ondes stationnaires. Par contre, on peut assurer que les faisceaux laser des trois ondes stationnaires ont, avec une bonne précision, le même diamètre au niveau du miroir.

La séparation en trois faisceaux se fait ensuite à l'aide de répartisseur de puissance constitué de lames demi-ondes à la longueur d'onde du laser et de cubes polariseurs. Le schéma du dispositif expérimental est représenté sur la figure I.6. Les hublots permettant l'entrée sous vide des faisceaux lasers sont des lames de BK7 d'épaisseur 5 mm, polies à $\lambda/10$ et dont les deux faces sont planes et parallèles à mieux que 5 seconde d'arc. Ces lames ont reçu sur leurs deux faces un traitement antireflets centré à la longueur d'onde de 671 nm avec un coefficient de réflexion résiduel inférieur à 0.2%, de sorte à éviter les faisceaux parasites.

Il faut diriger chacun des trois faisceaux laser vers le miroir M_j correspondant à une onde stationnaire. Il faut remarquer que ce réglage doit être fait avec soin mais qu'un léger angle ε_j entre la direction du faisceau incident et la normale au miroir M_j n'a pas de graves conséquences : en effet, l'onde formée par réflexion est toujours stationnaire selon la normale au miroir et, si ε_j n'est pas nul, elle a un caractère progressif selon la direction parallèle à la surface du miroir. Ce caractère progressif corrige le désaccord en fréquence du laser $\delta_L/(2\pi)$ d'un effet Doppler résiduel égal $v\varepsilon_j/\lambda_L$, où λ_L est la longueur d'onde du laser et v la vitesse de l'atome. Pour ε_j de l'ordre de 1 mrad et $v = 1065$ m/s, cette correction est voisine de 1.5 MHz ce qui est vraiment négligeable devant les désaccords en fréquence

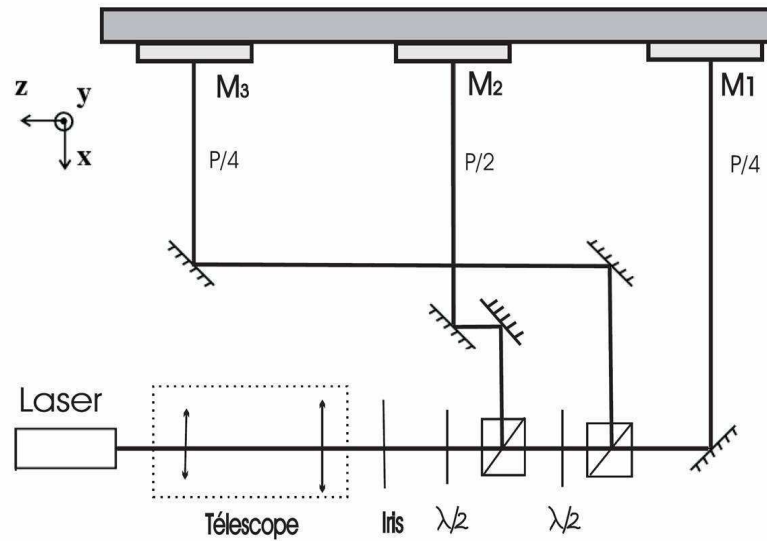


FIG. I.6 – Schéma illustrant le dispositif optique produisant les ondes stationnaires. Le faisceau laser est tout d'abord grossi à l'aide d'un télescope, puis séparé en trois faisceaux à l'aide de cubes polariseurs et de lames demi-onde.

utilisés entre 1 et 5 GHz.

I.3.2 Banc optique-support des miroirs

La phase du signal interférométrique dépend de la position relative des réseaux formés par les ondes stationnaires et les vibrations des trois miroirs M_j peuvent induire une phase aléatoire qui réduit la visibilité des franges d'interférences. C'est pourquoi les supports des miroirs doivent être très stables. J'aborde ce problème en détail au chapitre III paragraphe 5, mais je vais décrire ici les supports des miroirs.

Les trois miroirs M_j sont portés par une structure rigide formée d'une barre de dural de longueur 1.4 m et de masse 56 kg que nous appelons le banc de l'interféromètre. Il se compose de deux parties comme on peut le voir sur la figure I.7. La partie inférieure assure la rigidité dans le plan horizontal et une partie supérieure est utilisée pour fixer les miroirs. L'ensemble repose sur le bâti en trois points isolés mécaniquement des vibrations à l'aide de supports antivibratoires pour machines outils : il s'agit de support en caoutchouc de modèle SC01 de la firme Paulstra.

Pour permettre leur positionnement, les miroirs peuvent tourner autour des axes \vec{y} et \vec{z} grâce à des points-trait-plans mécaniques actionnés par des vis micrométriques qui ne peuvent être actionnées que quand l'interféromètre est à la pression atmosphérique. Un deuxième point-trait-plan actionné par des cales piézo-électriques est interposé entre chaque point-trait-plan mécanique et chaque miroir, pour améliorer la précision des réglages et surtout pour pouvoir faire un réglage sous vide. Ces points-trait-plans piézo-électriques ont une course de $\pm 300 \mu\text{rad}$ et une sensibilité de l'ordre de $\pm 1.2 \mu\text{rad}$. Le support du

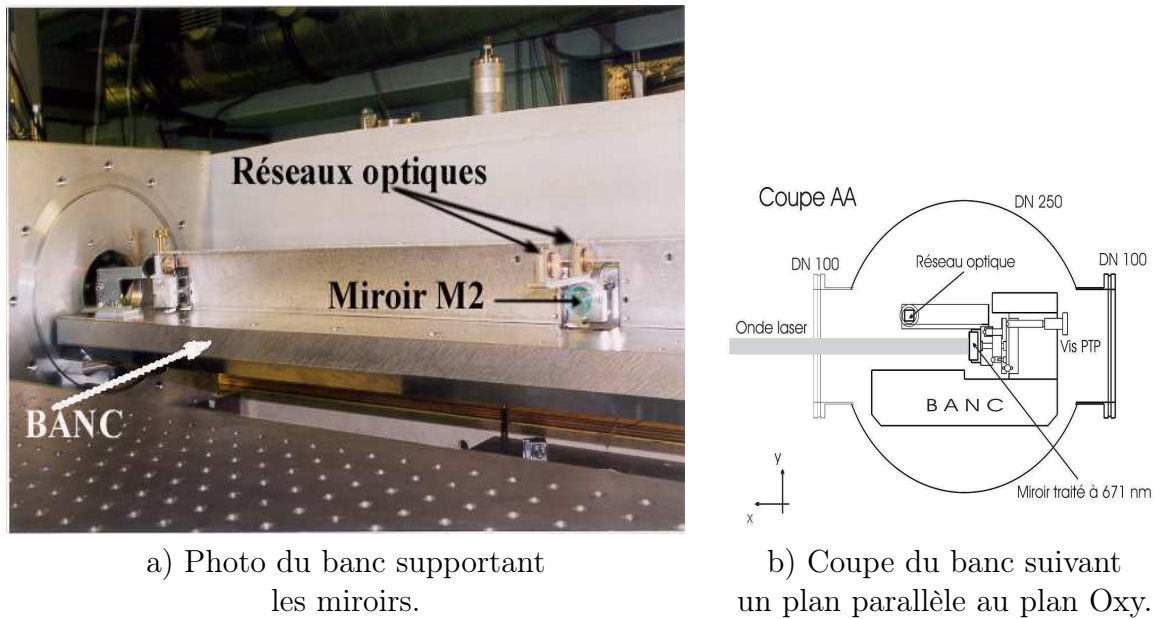


FIG. I.7 – Photo et dessin illustrant le banc de l’interféromètre sur lequel sont fixés les trois miroirs M_j des ondes stationnaires ainsi que les réseaux de l’interféromètre optique. La rigidité de ce banc assure la stabilité de l’interféromètre atomique.

miroir M_3 contient de plus une translation piézo-électrique de la firme Physik Instrument modèle S310-10 de $6 \mu\text{m}$ de course suivant la direction \vec{x} . Ce mouvement permet de balayer les franges d’interférences en ajoutant à la phase du signal d’interférence une phase liée à la position de ce miroir. Il suffit d’un déplacement de $0.33 \mu\text{m}$ du miroir M_3 pour induire un déphasage de 2π et observer une période entière des franges d’interférences, lorsque l’interféromètre est réglé au premier ordre de diffraction.

A ce dispositif se superpose le montage d’un Mach Zehnder optique. Les réseaux de cet interféromètre sont directement montés au dessus des supports des miroirs des ondes stationnaires (on peut distinguer deux de ces réseaux au dessus de M_2 sur la figure I.7). Grâce à cette solidarité, la phase du signal d’interférence optique dépend de la position relative des miroirs des ondes stationnaires. L’analyse des signaux optiques nous sert de référence dans toutes nos expériences. Les réseaux utilisés sont des réseaux blazés de pas $5 \mu\text{m}$ fournis par la compagnie Paton Hawksley. La source lumineuse est un laser He-Ne placé hors de l’enceinte à vide et le signal optique est mesuré par une photodiode également située à l’extérieur de l’enceinte à vide. Ce signal nous servant de référence, il est important d’optimiser la visibilité des franges d’interférences optiques. Des franges de visibilité égale à 98% ont été observées par notre équipe en 2002 [157] avec un interféromètre similaire monté sur une table optique. Dans l’interféromètre atomique, nous enregistrons des franges présentant une visibilité de 80%, limitée par les défauts de certains réseaux et par le réglage assez délicat du parallélisme des traits de ces réseaux.

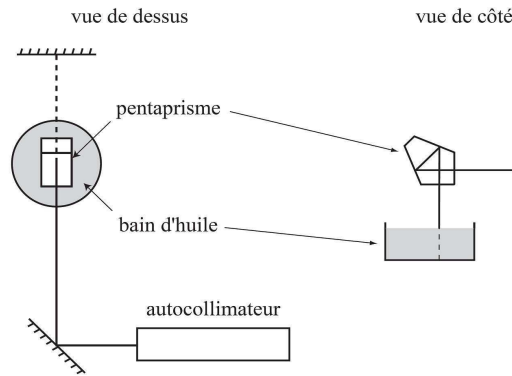


FIG. I.8 – Schéma du dispositif expérimental permettant le réglage de la verticalité des miroirs M_j . On utilise la surface d'un bain d'huile comme référence horizontale et à l'aide d'un pentaprisme, on utilise cette référence pour rendre les miroirs M_j verticaux.

I.3.3 Alignement des miroirs M_j des ondes stationnaires

Les ondes stationnaires doivent être alignées par rapport au jet atomique pour vérifier la condition de Bragg pour la diffraction, mais aussi les unes par rapport aux autres pour vérifier la condition $\Delta \vec{k}_G = (\vec{k}_{G1} + \vec{k}_{G3} - 2\vec{k}_{G2}) = \vec{0}$ nécessaire pour optimiser la visibilité des franges d'interférences. Ces alignements sont délicats puisqu'il s'agit de régler des positions angulaires avec une précision finale de l'ordre de quelques microradians.

Réglage de la verticalité des miroirs M_j

Dans un premier temps, il faut rendre les miroirs M_j verticaux. Pour rendre un miroir vertical, il suffit de l'aligner par autocollimation sur un faisceau de lumière horizontal. Comme référence horizontale, nous utilisons la surface d'un bain d'huile qui grâce à la pesanteur est plane et horizontale. Le dispositif expérimental est illustré sur la figure I.8. Pour transférer l'horizontalité de la surface de l'huile à un faisceau lumineux, on utilise un pentaprisme. Il s'agit d'un système optique dont le faisceau émergent est perpendiculaire au faisceau incident à condition que celui-ci soit perpendiculaire à la face d'entrée. Ainsi la procédure expérimentale consiste, à l'aide d'une lunette autocollimatrice (modèle ACM 300-38 de la firme Trioptics) et d'un miroir auxiliaire, à autocollimater la face avant du pentaprisme et de superposer ce faisceau à celui réfléchi par la surface du bain d'huile dans le réticule de la lunette. Ainsi l'axe défini par la lunette autocollimatrice est, après le miroir auxiliaire, horizontal. Il suffit ensuite d'autocollimater le miroir M_j en ajustant les vis micrométriques de son support. L'erreur sur la verticalité des miroirs est due à la précision d'autocollimation de la lunette qui a une résolution de $30 \mu\text{rad}$.

Réglage de la rotation des miroirs M_j autour de l'axe \vec{y}

La condition de Bragg fixe l'angle entre la normale aux miroirs M_j et le jet atomique. Cet angle doit différer de $\pi/2$ par un angle qui vaut $80 \mu\text{rad}$ quand on utilise le premier ordre de diffraction. La course disponible des points-trait-plans piézo-électriques est de $\pm 300 \mu\text{rad}$, ce qui fixe l'erreur maximum admissible sur les réglages faits avant de faire

le vide. On peut négliger l'angle de Bragg lors du réglage des vis micrométriques puisqu'il est de l'ordre de la précision du réglage et on se contente de rendre le jet atomique perpendiculaire à la normale aux miroirs M_j .

Cet alignement se déroule en deux étapes. On matérialise tout d'abord l'axe du jet atomique en utilisant un laser He-Ne dont le faisceau traverse l'écorceur et le trou de diamètre 3 mm situé 3 m plus loin, les fentes S_0 , S_1 et S_D étant démontées. L'axe est ainsi défini avec une précision que nous pensons meilleure que $400 \mu\text{rad}$. On installe alors un pentaprisme monté sur un point-trait-plan devant le miroir M_3 et on superpose les faisceaux réfléchis par la face avant du pentaprisme et par le miroir sur le faisceau aller : on optimise ce réglage en maximisant l'intensité du faisceau retour à l'aide d'une photodiode. Ce dispositif est illustré sur la figure I.9 a). La précision de cet alignement dépend de l'erreur d'autocollimation que l'on estime à environ $100 \mu\text{rad}$ à laquelle se rajoute une erreur liée au pentaprisme lui même qui est de l'ordre de $50 \mu\text{rad}$ selon le fabricant. La précision atteinte est au voisinage de la limite supérieure admissible, étant donnée la course des points-trait-plans piézo-électriques.

Plutôt que de réitérer cette procédure pour les deux autres miroirs, il est plus précis de reporter le réglage de M_3 sur M_1 et M_2 . Pour transférer le réglage, on procède comme illustré sur la figure I.9 b). On définit un axe parallèle au jet atomique avec un pentaprisme placé en regard de M_3 et la lunette autocollimatrice, grâce à deux miroirs auxiliaires. Une fois cet axe défini, il suffit de déplacer le pentaprisme en face des miroirs M_2 et M_1 et de les aligner par autocollimation, en ne les faisant tourner qu'autour de l'axe \vec{y} .

I.3.4 Mise en place et alignements des fentes

Une fois l'alignement des miroirs terminé, l'axe du jet atomique est alors défini par la position de l'écorceur et du trou de diamètre 3 mm. On positionne alors la fente de détection S_D en amont du trou, en ajustant sa verticalité en l'illuminant avec un laser et en vérifiant que sa figure de diffraction, observée à grande distance, est bien horizontale.

Après cette étape, on met l'expérience sous vide et on chauffe le four pour faire fonctionner le jet de lithium. On détecte le jet sur le détecteur à fil chaud et on optimise la position de la fente de détection S_D en maximisant le signal détecté. Une fois ce réglage effectué, il est alors possible d'installer successivement les deux autres fentes S_0 et S_1 , qui sont construites dans des matériaux amagnétiques pour éviter un élargissement du faisceau atomique par l'effet Stern-Gerlach. Nous les plaçons l'une après l'autre sous vide en optimisant à chaque fois leur position en fonction du flux de lithium détecté. Lors de l'installation, leur verticalité est ajustée sous air à quelques milliradians près en comparant visuellement la fente et un fil à plomb : il n'est en effet pas possible d'observer leur figure de diffraction pour des questions d'accessibilité. L'erreur sur la verticalité ainsi commise se traduit par un élargissement des ailes du faisceau atomique mais sa largeur totale à mi-hauteur reste inchangée, si l'erreur est suffisamment petite. Pour une hauteur de fente utile h et une erreur de verticalité ε , la largeur totale augmente de $h\varepsilon$. Les hauteurs utiles étant égales à 1.3 mm (S_0) et 1.8 mm (S_1), l'augmentation de leur largeur totale due à leur inclinaison est inférieure à $2 \mu\text{m}$ par milliradian d'erreur, ce qui est pratiquement négligeable.

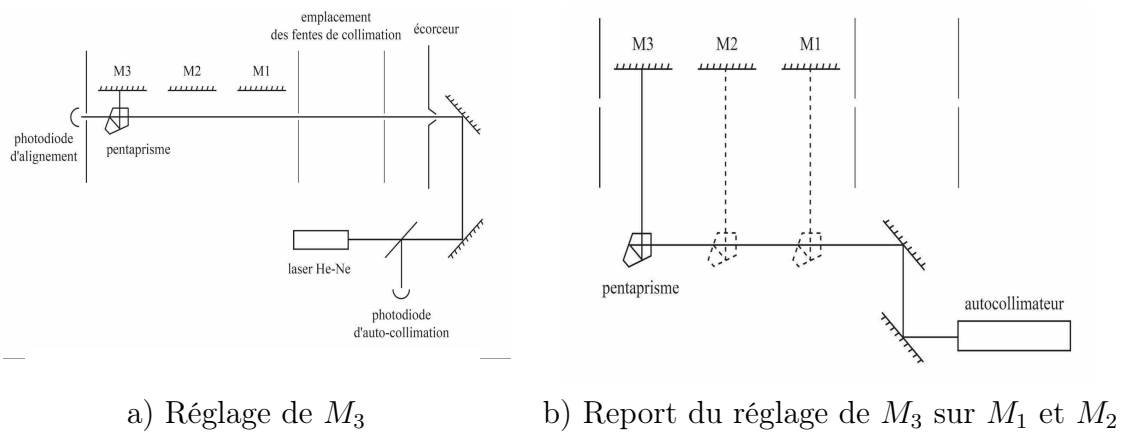


FIG. I.9 – Schémas des dispositifs de réglage de la rotation des miroirs M_j autour de l'axe \vec{y} . a) On commence par régler le miroir M_3 parallèle à l'axe du jet atomique matérialisé par un laser He-Ne. b) On reporte ce réglage sur les miroirs M_1 et M_2 .

I.4 Détection

Un des éléments essentiels de notre dispositif expérimental est le détecteur. Nous avons besoin d'un détecteur capable de mesurer avec précision des flux de l'ordre de 10^4 à quelques 10^5 atomes par seconde. Deux détecteurs présentent une bonne efficacité et de faibles signaux parasites :

- les détecteurs à ionisation de surface dits à fil chaud ou détecteur de Langmuir-Taylor [158–160] dont le fonctionnement est détaillé dans l'article [152]
- les détecteurs à fluorescence induite par laser.

Les détecteurs à fil chaud sont quasiment insensibles à la vitesse des atomes incidents alors que l'efficacité des détecteurs à fluorescence induite diminue rapidement quand la vitesse des atomes augmente. Le détecteur à fil chaud nous a paru mieux adapté à la détection d'atomes aux énergies thermiques.

Dans ce paragraphe, j'explique dans un premier temps le principe de fonctionnement d'un détecteur de type Langmuir-Taylor, puis sa mise en oeuvre expérimentale. Je donne à cette occasion les caractéristiques essentielles de notre système de détection. Au cours de ma thèse, j'ai rencontré des difficultés liées à des signaux parasites importants de ce détecteur. Pour réduire ces signaux parasites, j'ai donc construit un système de sélection en masse qui se rajoutera au détecteur actuel et qui sera prochainement testé. Je présenterai à la fin de ce paragraphe le principe de son fonctionnement.

I.4.1 Ionisation par le fil chaud

I.4.1.1 Principe

Le principe d'un détecteur à fil chaud est très simple. Lorsqu'un atome s'approche de la surface d'un métal dont le travail de sortie W_S est comparable au potentiel d'ionisation de l'atome I_0 , l'atome s'ionise en cédant son électron au métal et la probabilité P_+ de

quitter la surface sous forme ionique est donnée par la loi de Saha-Langmuir [152] :

$$P_+ = \frac{1}{1 + \frac{g_0}{g_+} \exp\left(\frac{I_0 - W_S}{k_B T}\right)} \quad (\text{I.24})$$

où g_0/g_+ est le rapport des poids statistiques de l'état fondamental de l'atome et de l'ion (ce rapport vaut 2 dans le cas des alcalins), k_B est la constante de Boltzmann et T la température du métal.

Les atomes de lithium ont un potentiel d'ionisation $I_0 = 5.392$ eV [161] et plusieurs métaux sont envisageables (platine, tungstène, rhénium...). Nous avons choisi le rhénium pour son travail de sortie élevé $W_S = 4.96$ eV [162] et pour son point de fusion élevé 3440 K [161]. Le travail de sortie W_S du rhénium propre est encore insuffisant pour donner une valeur notable à la probabilité P_+ de produire un ion mais le travail de sortie augmente très rapidement avec l'oxydation de la surface et atteint alors des valeurs $W_S \sim 5.5$ eV, ce qui laisse espérer une très bonne efficacité de détection.

Il faut chauffer le fil à assez haute température, pour forcer l'ion lithium à quitter la surface en un temps assez court, mais si on chauffe trop le fil, la couche oxydée disparaît et l'efficacité de détection est très fortement réduite.

I.4.1.2 Montage expérimental

Le fil de rhénium que nous utilisons se présente sous la forme d'un ruban de section $30 \mu\text{m} \times 760 \mu\text{m}$ fourni par la firme Goodfellow. Il est fixé à ses extrémités via deux pinces réalisées par un ruban de tantale sur lesquelles le ruban de rhénium est soudé par points. Cette configuration permet de rendre le système plus robuste. L'extrémité supérieure est reliée à un petit ressort qui permet de légèrement tendre le filament de rhénium de sorte que la dilatation thermique ne le déforme pas trop. Une grande prudence est prise pour réaliser ce montage. En effet, une fois chauffé, le filament de rhénium devient extrêmement fragile et une contrainte mécanique un peu trop forte peut le casser. La figure I.10 montre une photo du dispositif prise au moment du changement du fil à l'automne 2005.

L'épaisseur du ruban de rhénium est un paramètre important parce qu'il est nécessaire d'éliminer les impuretés aisément ionisables qu'il contient en faisant diffuser ces atomes vers la surface du ruban. Selon les données du fournisseur, le rhénium contient environ 1 ppm en masse de potassium et ces atomes diffusent à l'intérieur du ruban et sont ionisés en arrivant à sa surface, lorsqu'on chauffe le fil. Ces ions sont l'une des principales sources de signaux parasites, et il est nécessaire de chauffer le fil longtemps et à une température élevée pour réduire fortement ce signal parasite. En octobre 2005, le fil utilisé pour les expériences a cassé après plus de trois ans de bons et loyaux services et nous avons alors mis en place un nouveau fil que l'on a chauffé à une température élevée (environ 2000K) pendant plus d'un mois pour que le signal parasite atteigne un niveau (autour de 3×10^4 c/s) permettant la détection du jet de lithium. Pour atteindre des conditions plus confortables de travail (soit un signal parasite inférieur à 10^4 c/s), un chauffage d'une durée de trois mois a été nécessaire. Cette opération de nettoyage du fil par chauffage est très délicate puisque le fil devient très cassant et toute imperfection du fil ou de son montage est alors sanctionnée par sa rupture. Par rapport aux expériences réalisées précédemment [152], nous avons abaissé

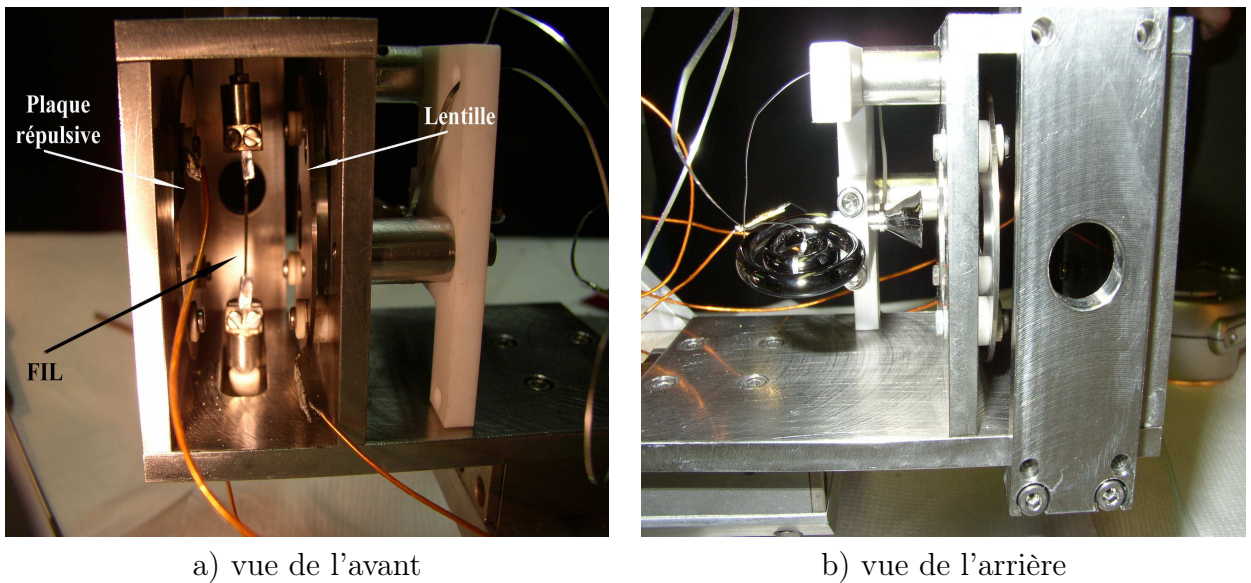


FIG. I.10 – Photo du détecteur. Sur la photo a), on peut distinguer le fil chaud et ses pinces en tantale, le système de collection des ions formé d’une plaque répulsive et d’une lentille. Ce point de vue est celui des atomes arrivant sur le fil. La figure b) est une vue prise de l’autre côté : les atomes arrivent vers le photographe. Sur cette figure, on voit le channeltron en face de la lentille électrostatique.

la température de nettoyage du fil pour éviter qu’il ne casse et c’est pourquoi la durée de nettoyage est plus longue. Il nous a fallu attendre le mois de mars 2006 pour obtenir un filament de rhénium fonctionnant correctement car plusieurs fils se sont cassés au cours de la période de chauffage.

I.4.1.3 Efficacité

L’efficacité d’un tel détecteur dépend essentiellement de trois points : la probabilité d’ionisation de surface, l’efficacité de collection des ions et enfin la présence de signaux parasites.

La probabilité d’ionisation d’un atome de lithium sur une surface de rhénium dépend de la température et de l’état d’oxydation du ruban. Une augmentation de température réduit rapidement le degré d’oxydation [163–166] ce qui entraîne une diminution rapide de la probabilité d’ionisation. Une étude de l’efficacité de notre fil de rhénium a été réalisée par mon équipe en 2001 [152, 167]. Elle a mis en évidence qu’une efficacité élevée peut être obtenue en maintenant une faible pression d’oxygène autour du filament de rhénium. Mais cette augmentation de la probabilité d’ionisation s’accompagnait de fort signaux parasites liés à l’émission d’ions probablement formés d’oxydes de rhénium. Nos conditions usuelles d’utilisation du filament de rhénium sont une température voisine de 1600 K et le meilleur vide possible, sans introduction d’oxygène. L’efficacité globale du détecteur a été mesurée et elle est voisine de 30%.

I.4.1.4 Temps de réponse

Le temps de réponse du détecteur est un élément important et il provient du temps de séjour de l'ion lithium à la surface du fil de rhénium. La distribution des temps de séjour est de forme exponentielle en $P(t) \propto \exp(-t/\tau)$ et le temps moyen τ dépend de l'énergie d'adsorption E_{ads} de l'ion à la surface et de la température T du métal :

$$\tau = \tau_0 \exp\left(-\frac{E_{ads}}{k_B T}\right) \quad (\text{I.25})$$

τ_0 est de l'ordre de la période de vibration de l'ion au voisinage de la surface ($\tau_0 \sim 10^{-13}$ s). Les valeurs de E_{ads} et τ_0 ne sont pas très bien établies dans la littérature [168, 169]. Une étude de H. Loesch [170] donne :

$$\tau = 4 \times 10^{-14} \times \exp\left(\frac{34250}{T}\right) \quad (\text{I.26})$$

où τ est en seconde et T est en Kelvin. Cette loi prévoit qu'à une température $T = 1600$ K, le temps de réponse τ est d'une centaine de microsecondes. Une température plus élevée permettrait de diminuer ce temps de réponse au détriment de l'efficacité de détection.

I.4.2 Collection et comptage

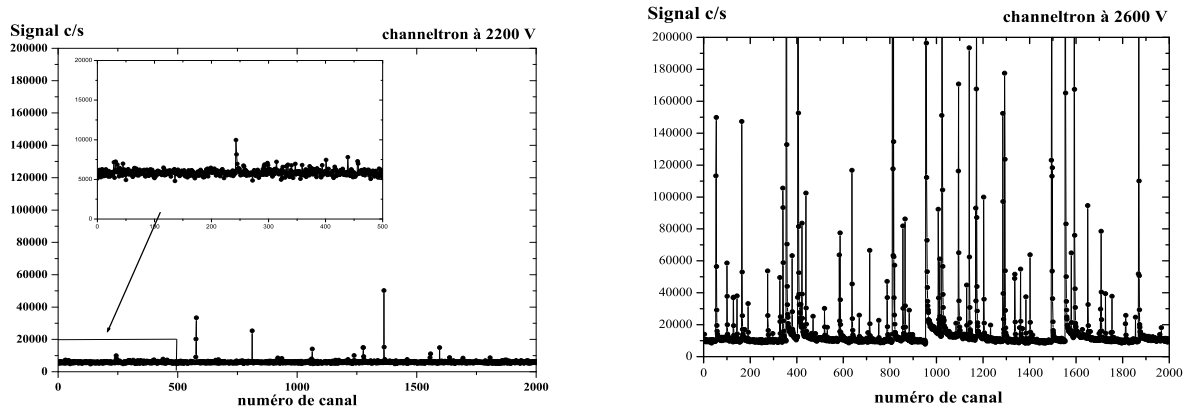
I.4.2.1 Channeltron

Les ions Li^+ émis par le fil chaud sont focalisés à l'entrée d'un multiplicateur d'électrons à dynode continue appelé channeltron. Commercialisé par Philips (modèle XB919), le channeltron a la forme d'un entonnoir suivi d'une spirale. La figure I.10 le montre au milieu du dispositif de détection. Le gain est d'environ 10^7 pour une tension de polarisation entre ses extrémités de 2500 V. A la fin de la cascade d'amplification, les impulsions ont une durée de 20 ns.

Depuis le printemps 2005, après avoir changé un channeltron en fin de vie, nous avons rencontré un comportement inhabituel du signal. En effet, si l'on augmente la tension de polarisation, on voit apparaître sur le signal des bouffées dont la décroissance est de forme exponentielle avec une temps caractéristique de l'ordre de la seconde comme illustré sur la figure I.11. Ce comportement totalement inédit pour nous a aussi été rencontré par l'équipe de A. Cronin [171] et il est très gênant pour effectuer des mesures de précision avec notre détecteur.

Nous n'avons pas encore identifié l'origine de ce problème mais nous avons suspecté des particules métalliques, par exemple en un alliage d'aluminium (car le potentiel d'ionisation de l'atome d'aluminium est assez bas $I_{Al} = 5.98$ eV), qui proviendraient de la pompe turbomoléculaire et qui arriveraient sur le fil chaud grâce à des forces électriques (en supposant ces particules chargées).

Néanmoins, il est possible de se débarrasser de ce comportement en abaissant légèrement la tension de polarisation du channeltron avec l'inconvénient de diminuer l'efficacité de détection. C'est la raison pour laquelle les signaux expérimentaux enregistrés en 2006 sont moins intenses que ceux obtenus durant les années précédentes. [171].



a) Tension de polarisation égale à -2200 V b) Tension de polarisation égale à -2600 V

FIG. I.11 – Signaux détectés par le fil chaud lorsque la tension de polarisation du channeltron est de a) -2200 V et b) -2600 V . On voit apparaître un important parasitage du signal dès lors que la tension de polarisation du channeltron s'élève. La valeur moyenne du signal détecté à 2200 V est de 5300 c/s alors que pour 2600 V le signal sans les bouffées parasites est de 10000 c/s .

I.4.2.2 Optique de collection

Les ions Li^+ émis par le fil possèdent une faible énergie de l'ordre de $3k_B T/2 \approx 0.2\text{ eV}$. La surface du fil doit probablement émettre selon la loi de Lambert autour de la normale locale mais l'aspect microscopique de sa surface est très irrégulier et ceci laisse supposer que les ions émis dans un demi-espace sont répartis de manière grossièrement isotrope.

Une optique de collection est nécessaire pour attirer les ions vers le channeltron. Le potentiel du centre du fil étant maintenu à la masse, la seule présence du channeltron au potentiel de -2500 V permet une bonne collection des ions. Cependant, pour améliorer cette collection, nous avons réalisé une optique de focalisation très simple. Il s'agit d'une lentille placée entre le fil de rhénium et le channeltron qui permet de focaliser les ions dans le channeltron. A cela se rajoute une plaque, située de l'autre côté du fil qui, maintenue au potentiel de 10 V , permet de repousser les ions Li^+ en direction du channeltron. Cette plaque présente aussi l'avantage d'attirer la majorité des électrons émis par le fil chaud et d'éviter ainsi toute accumulation de charges négatives qui pourraient perturber le champ électrique. En portant attention à la figure I.10, on peut distinguer les éléments de cette optique de collection.

I.4.2.3 Comptage et acquisition

Les impulsions issues du channeltron ont une durée de 20 ns . Elles sont ensuite amplifiées par un amplificateur de la firme Nuclétudes de gain 20 dB et de bande passante $0.5 - 500\text{ MHz}$ puis mises en forme et comptées par un compteur de photons de Stanford Research SR400. L'acquisition des signaux de lithium est contrôlée par ordinateur. Le

programme d'acquisition est écrit sous le logiciel LABVIEW 6.1 et l'interface entre les divers appareils et l'ordinateur se fait par l'intermédiaire d'une carte d'acquisition National Instrument 63012 et d'une carte GPIB. L'ordinateur pilote alors la position du troisième réseau. Pour chaque position, l'expérimentateur définit le temps de comptage pendant lequel le compteur d'évènements compte les impulsions issues du channeltron.

I.4.3 Perspective : sélection en masse

Les signaux parasites de ce détecteur à fil chaud sont dus à la détection par le channeltron d'ions autre que l'ion Li^+ . Ces ions ont plusieurs origines possibles. Il peut s'agir d'atomes alcalins contenus initialement dans le fil chaud et qui au cours du chauffage diffusent vers les parois où ils sont ionisés. C'est la source principale des signaux parasites lors de la mise en place d'un nouveau fil. Les autres ions possibles sont des oxydes de rhénium Re_xO_y^+ qui se détachent de la surface. Enfin l'ionisation du gaz résiduel peut être une source importante d'ions parasites à condition qu'il soit composé d'atomes ou de molécules dont le potentiel d'ionisation soit suffisamment faible : le vide obtenu dans l'enceinte du détecteur est meilleur que 10^{-9} mbar. Ce vide est pauvre en huile de pompe, et le gaz résiduel est probablement formé de molécules H_2O , H_2 , CO dont les potentiels d'ionisation sont beaucoup trop élevés pour s'ioniser sur le fil.

Pour réduire le nombre de parasites observés ainsi que le temps de préparation d'un nouveau fil, on souhaite réaliser une sélection en masse des ions émis par le fil pour que seuls les ions Li^+ arrivent sur le channeltron. La résolution en masse n'est absolument pas critique dans notre cas puisque l'on souhaite séparer la masse 7 u.m.a. de masses telles que celle de Na^+ 23 u.m.a., K^+ 40 u.m.a. et au moins 100 u.m.a. pour l'ion ReO^+ . Pour la mise en place d'un spectromètre de masse on a trois options : un spectromètre de masse soit quadrupolaire, soit à secteur magnétique, soit à champs électrique et magnétique croisés (filtre de Wien). Le filtre de Wien, conservant leurs trajectoires rectilignes aux atomes, nous a semblé le plus adapté car il suffit juste de rallonger notre enceinte. De plus, il s'agit d'un appareil qui travaille avec des ions d'énergie assez élevée (plusieurs centaines d'eV) ce qui rend la collection des ions très efficace. Enfin, la transmission doit être proche de 100% et c'est un appareil de petite taille.

I.4.3.1 Principe de fonctionnement du filtre de Wien

Le filtre de Wien consiste en une zone où s'appliquent des champs électrique $\vec{E} = E\vec{z}$ et magnétique $\vec{B} = -B\vec{y}$ croisés, tous deux perpendiculaires à la direction de propagation du faisceau d'ions de vitesse $\vec{v} = v\vec{x}$. L'ion traversant cette zone est soumis à la force électrique : $\vec{F}_{elec} = q\vec{E}$ et à la force magnétique : $\vec{F}_{magn} = q\vec{v} \times \vec{B}$. Ces deux forces ont des sens opposés, et la force totale s'exprime par $(qE - qvB)\vec{z}$. Seuls les ions de vitesse : $v_0 = E/B$ ne sont pas affectés dans leur parcours. Les autres sont déviés suivant $\pm\vec{z}$ selon le signe de l'écart $v - v_0$.

Les équations du mouvement d'une particule de masse m , et de charge q s'écrivent

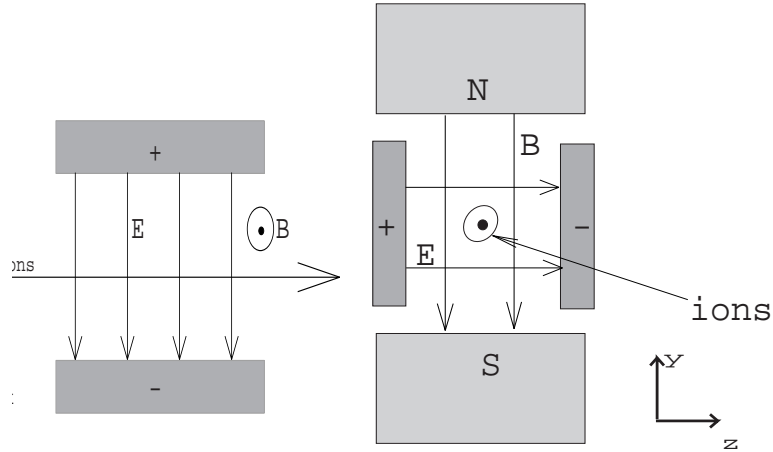


FIG. I.12 – Schématisation du filtre de Wien : il s'agit d'appliquer des champs électrique et magnétique croisés.

alors :

$$\begin{aligned} m\ddot{x} &= qv_z B \\ m\ddot{y} &= 0 \\ m\ddot{z} &= qE - qv_x B \end{aligned} \quad (\text{I.27})$$

Si la vitesse initiale est dans le plan $(\vec{x} \vec{z})$, la solution s'écrit [172] :

$$\begin{aligned} x &= \frac{E}{B}t + \frac{v_{z0}}{v_{x0}}r[1 - \cos \omega_c t] - rG \sin \omega_c t \\ z &= z_0 + \frac{v_{z0}}{v_{x0}}r \sin \omega_c t + rG[1 - \cos \omega_c t] \end{aligned} \quad (\text{I.28})$$

où $\omega_c = qB/m$, $r = mv_{x0}/(qB)$, $G = E/(Bv_{x0}) - 1$ et t le temps passé à l'intérieur du filtre. Une fois sortis du filtre de Wien, les ions se retrouvent à nouveau dans une zone libre de champs électromagnétiques. La détection se trouvant à une distance l du filtre on peut alors estimer la déviation suivant l'axe \vec{z} par :

$$z_D = z + l \frac{v_{xf}}{v_{zf}} \quad (\text{I.29})$$

où les vitesses v_{xf} et v_{zf} sont les composantes de la vitesse à la sortie du filtre. Le filtre de Wien peut être utilisé comme un filtre de vitesse pour un ion de masse donnée, ou comme filtre de masse pour un mélange d'ions de même énergie $\mathcal{E}_i = 1/2m_i v_i^2$ et de masse variable m_i . Dans ce dernier cas, la masse sélectionnée est donnée par :

$$m = 2\mathcal{E} \frac{B^2}{E^2} \quad (\text{I.30})$$

I.4.3.2 Filtre de Wien utilisé

On a choisi d'acheter le filtre de Wien modèle 300 commercialisé par la firme Colutron. Ses petites dimensions (longueur utile 7.6 cm pour un encombrement de 11 cm) et sa résolution en masse $m/\Delta m = 200$ conviennent parfaitement à notre utilisation. Sa

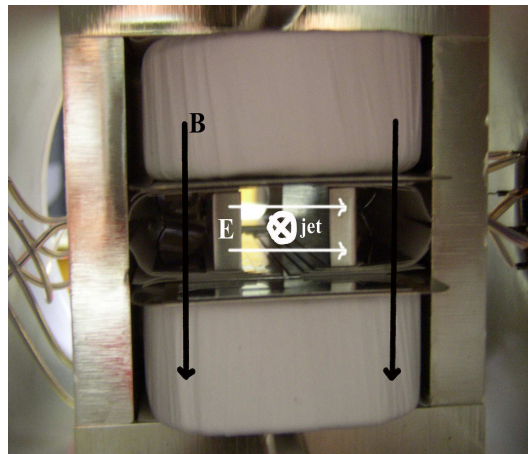


FIG. I.13 – Photo du filtre de Wien commercial acheté à la firme Colutron.

compatibilité avec l'ultraviolet n'est pas garantie car il est prévu pour un vide de quelque 10^{-7} mbar. Même si cet appareil dégaze un peu, il est certain que ce dégazage décroîtra assez rapidement (au plus en quelques jours) à un niveau acceptable. De plus, le gaz émis a très peu de chances de pouvoir être ionisé par le fil chaud, et même dans le cas contraire, les ions produits seront éliminés par le filtre de Wien car ils n'auront pas la masse du lithium.

Le champ maximum est $E_{max} = 12.5 \text{ kV/m}$ pour le champ électrique et $B_{max} = 0.11 \text{ T}$ pour le champ magnétique. On a choisi de se placer légèrement en dessous de ces champs en prenant des ions d'énergie 400 eV, correspondant à des champs $E = 9.4 \text{ kV/m}$ et $B = 0.09 \text{ T}$. On choisit la distance l entre la sortie du filtre de Wien et le détecteur en imposant que les déviations diffèrent de $\Delta z = 2 \text{ cm}$ pour les deux isotopes du lithium. Sur la figure I.14, on a représenté les trajectoires de différentes masses pour les valeurs des champs maximums. On trouve qu'à une distance $l = 17.4 \text{ cm}$, l'ion ${}^7\text{Li}^+$ a une trajectoire rectiligne, l'ion ${}^6\text{Li}^+$ a une déflexion $\Delta z = -2 \text{ cm}$, tandis que l'ion ${}^{23}\text{Na}^+$ a une déflexion de $\Delta z = +6 \text{ cm}$. Ces déflexions sont tout à fait suffisantes pour isoler les ions lithium, ce qui nous permettra de vérifier directement la sélectivité isotopique de l'interféromètre.

I.4.4 Optique ionique envisagée

Le système simple de collection précédemment utilisé n'est pas du tout adapté pour une trajectoire ionique longue de plus de 30 cm. On a alors conçu, grâce au logiciel SIMION 3D, une optique ionique adaptée à la présence du filtre de Wien et à une focalisation des ions sélectionnés sur le channeltron. Cette optique doit :

- collecter les ions de basse énergie d'environ 0.2 eV émis par le fil chaud à peu près dans un demi espace. Pour cela on dispose une plaque répulsive à 20 V à l'arrière du fil et une lentille à -10 V suivie d'une grille portée au potentiel de -80 V .

- les accélérer à 400 eV et focaliser le faisceau sur une distance de l'ordre de 50 cm. On utilise une lentille de type Einzel dont les potentiels d'entrée et de sortie sont -400 V . On réalise ainsi à la fois la focalisation et l'accélération du faisceau.

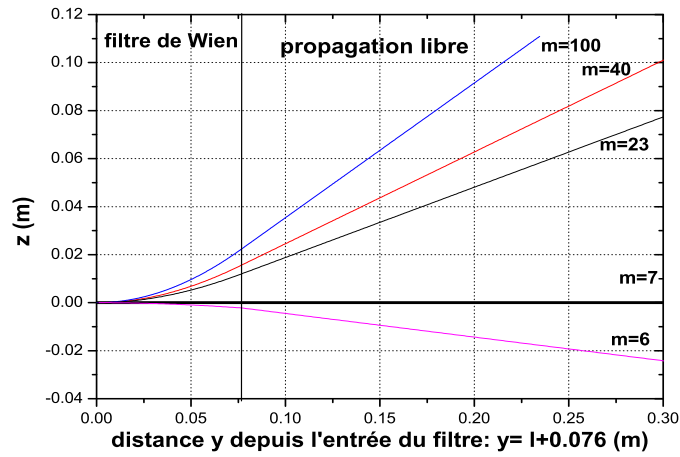


FIG. I.14 – Trajectoires des ions à l’intérieur et à la sortie du filtre de Wien pour des ions de nombre de masse atomique : 6 u.a. pour ${}^6\text{Li}^+$, 7 u.a. pour ${}^7\text{Li}^+$, 23 u.a. pour Na^+ , 40 u.a. pour K^+ et 100 u.a. pour Rh_xO_y^+ .

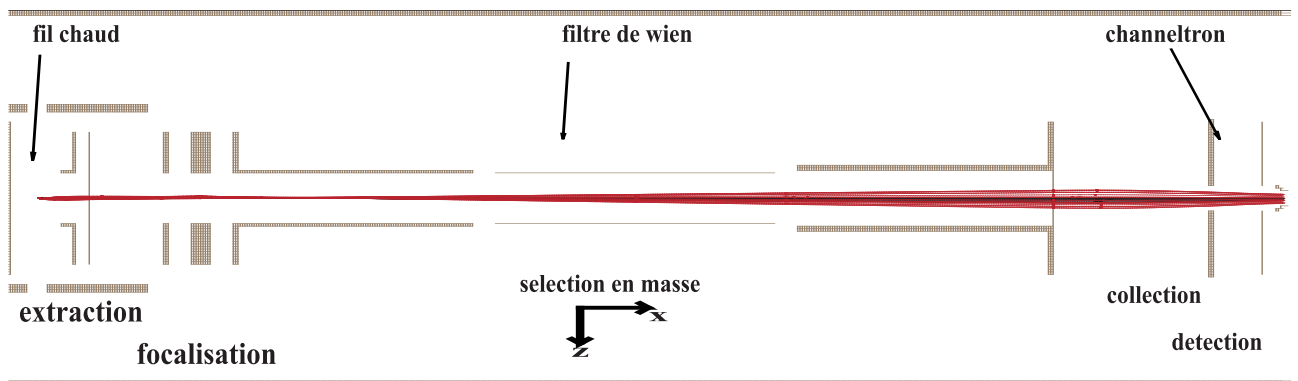


FIG. I.15 – Simulation par le logiciel Simion des trajectoires, des ions ${}^7\text{Li}^+$ émis par le fil chaud, au travers de l’optique de collection.

- diaphragmer le faisceau, avec un trou de diamètre 10 mm qui sert à bloquer les éventuels ions parasites déviés par le filtre de Wien.

- détecter les ions positifs toujours avec un channeltron.

La figure I.15 représente la simulation effectuée grâce au logiciel Simion pour des ions d'énergie 0.2 eV émis dans un angle solide de 2π à partir du point d'impact des atomes de lithium. Le filtre de Wien est représenté par un rectangle au potentiel de -400 V (on ne peut le modéliser simplement car l'appareil est conçu pour compenser tout gradient de champ notamment à l'entrée et à la sortie). Avant et après, on dispose des cylindres eux aussi au potentiel des ions pour éviter toutes les perturbations dues à l'enceinte à vide qui reste à la masse.

I.5 Conclusion

Ce chapitre a été consacré à une description détaillée de notre dispositif expérimental formé d'un jet atomique de lithium, d'un système à vide assez complexe, d'un détecteur à fil chaud permettant le comptage des atomes de lithium et d'un système laser monofréquence continu accordable à 671 nm.

Le jet atomique formé par l'expansion supersonique de lithium ensemencé dans l'argon est caractérisé par une forte intensité, une brillance importante et une très basse température parallèle. Ces diverses propriétés ont été étudiées par la théorie et caractérisées par diverses expériences.

Le système à vide est d'un type classique avec des pompes à diffusion d'huile pour toutes les chambres sauf pour celle du détecteur de lithium qui est sous ultravide. Ce système est assez complexe avec 5 enceintes à vide, 6 pompes à diffusion d'huile, 1 pompe turbomoléculaire et 3 pompes primaires à palettes. De plus sa longueur totale est considérable, égale à 3.4 mètres.

J'ai brièvement rappelé les performances du détecteur qui a été construit et mis en place avant mon arrivée. La présence de signaux parasites d'origine inconnue m'a menée à développer un nouveau montage, avec filtrage des ions ${}^7\text{Li}^+$ par un filtre de Wien. Ce nouveau montage est en fin de réalisation actuellement et sera très prochainement testé.

Enfin, nous avons décrit brièvement le système laser utilisé pour produire les trois ondes stationnaires à 671 nm utilisées pour diffracter l'atome de lithium. La difficulté de cette partie de l'expérience provient en particulier des alignements très sensibles à réaliser, puisque les angles entre l'axe du jet atomique et la surface des miroirs doivent être égaux à l'angle de Bragg à quelques microradians près. Nous avons donc décrit avec soin la procédure d'alignement utilisé pour effectuer les réglages de l'interféromètre atomique.

Chapitre II

DIFFRACTION LASER DE L'ONDE ATOMIQUE

Au cours de ce chapitre, je décris de manière assez générale la diffraction élastique d'un atome par une onde laser stationnaire monofréquence et quasi-résonnante avec une transition de résonance de l'atome. J'utilise le formalisme des états de Bloch de l'atome dans une onde stationnaire lumineuse : ces états atomiques de Bloch ont été introduits en 1981 par V. Letokhov et V. Minogin [48], puis par P. Castin et J. Dalibard dans les années 90 [49]. Notre équipe a appliqué ce formalisme à la diffraction atomique vers 1999 [22, 174]. J'applique ensuite ces résultats au cas du régime de Bragg en me restreignant à la diffraction du premier ordre. Je présente enfin une modélisation numérique de cette diffraction par une onde dont le profil transverse est Gaussien et je mets ainsi en évidence, dans un cas réaliste, la dépendance du processus de diffraction avec la vitesse de l'atome. Cette étude servira dans les chapitres suivants pour développer la modélisation de notre interféromètre.

II.1 Propagation de l'atome à travers une onde lumineuse stationnaire

La diffraction élastique d'un atome par une onde laser stationnaire résulte, d'un point de vue corpusculaire, de l'absorption d'un photon allant dans une direction suivie de l'émission stimulée d'un photon allant dans la direction opposée. Après un cycle absorption-émission stimulée, l'atome est revenu dans l'état fondamental mais sa quantité de mouvement $\hbar\vec{k}$ a été modifiée de deux fois celle du photon $\hbar\vec{k}_L$: il s'agit de la diffraction au premier ordre et ce processus doit se renouveler p fois pour la diffraction d'ordre p . La figure II.1 illustre cette idée. Dans le cas d'une incidence quasi-normale et d'un atome rapide de vecteur d'onde \vec{k} (avec $k \gg k_L$), l'angle θ_p de diffraction à l'ordre p est approximativement donné par :

$$\theta_p = p \frac{2k_L}{k} \quad (\text{II.1})$$

D'un point de vue ondulatoire, l'onde atomique de longueur d'onde λ_{dB} se propage à travers un potentiel proportionnel à l'intensité lumineuse et ce potentiel est périodique, de période $a = \lambda_L/2$ où λ_L est la longueur d'onde du laser ($k_L = 2\pi/\lambda_L$) : c'est le caractère périodique du potentiel qui entraîne la diffraction de l'onde atomique et l'angle θ_p de diffraction à l'ordre p est donné par :

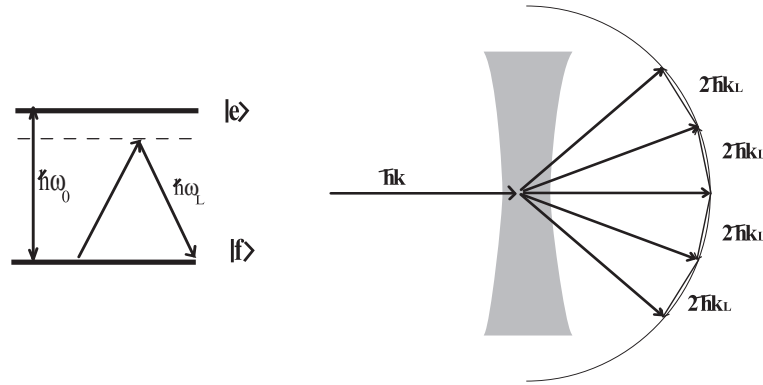


FIG. II.1 – Principe de la diffraction élastique dans cas général. L'atome absorbe un photon et le réémet de manière stimulée dans une direction sensiblement opposée. Il est possible de vérifier simultanément la conservation de l'énergie et de l'impulsion parce que l'onde stationnaire est d'extension transverse finie, ce qui signifie que les vecteurs d'onde des ondes planes qui la composent ont une certaine dispersion autour de la direction moyenne des faisceaux. L'état interne de l'atome n'est pas modifié par ce processus puisque après un cycle absorption-émission stimulée, l'atome est revenu dans son état fondamental.

$$\theta_p = p \frac{\lambda_{dB}}{a} = p \frac{2\lambda_{dB}}{\lambda_L} \quad (\text{II.2})$$

On vérifie aisément que les deux points de vue prédisent les mêmes valeurs des angles de diffraction.

Pour effectuer des calculs d'amplitude de diffraction, il faut développer le point de vue ondulatoire et résoudre l'équation de Schrödinger décrivant la propagation de l'atome. Celui-ci est modélisé par un système à deux niveaux, un niveau fondamental $|f\rangle$ et un niveau excité $|e\rangle$. Nous noterons \mathcal{E}_e et \mathcal{E}_f les énergies de ces deux niveaux et $\hbar\omega_0$ leur différence d'énergie ($\hbar\omega_0 = \mathcal{E}_e - \mathcal{E}_f$). Nous supposons de plus que la transition reliant ces deux niveaux est une transition dipolaire électrique autorisée et intense, ce qui signifie que l'élément de matrice $\langle f | \vec{d} | e \rangle$ du dipôle électrique \vec{d} est non nul et a une valeur importante.

Nous supposons que le laser est quasi-résonnant avec la transition $e - f$, c'est à dire que l'écart $\delta_L = \omega_L - \omega_0$ entre la pulsation laser ω_L et la pulsation de résonance atomique ω_0 est très petit devant ω_0 , $\delta_L \ll \omega_0$, de sorte que l'approximation de l'atome à deux niveaux est valide. Nous supposons aussi que δ_L est suffisamment grand pour que la probabilité d'émission spontanée d'un photon durant le temps passé par l'atome dans le champ lumineux soit négligeable. On montrera qu'il est possible de trouver des paramètres expérimentaux qui vérifient à la fois ces deux conditions.

Le champ électrique de l'onde stationnaire provient d'un laser monofréquence continu de pulsation ω_L . Ce champ est décrit comme un champ classique d'amplitude $E(\vec{r})$ au point \vec{r} et de vecteur polarisation parallèle au vecteur unitaire \vec{e} . Le Hamiltonien du système s'écrit alors :

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_{int} \quad (\text{II.3})$$

$$\mathcal{H}_0 = \mathcal{E}_e |e\rangle \langle e| + \mathcal{E}_f |f\rangle \langle f| + \frac{P^2}{2m} \quad (\text{II.4})$$

$$\mathcal{H}_{int} = -\vec{d} \cdot \vec{\epsilon} E(\vec{r}) \cos(\omega_L t) \quad (\text{II.5})$$

\mathcal{H}_0 est le Hamiltonien de l'atome isolé prenant en compte son énergie interne et son énergie cinétique. \mathcal{H}_{int} est le Hamiltonien d'interaction entre l'atome et le champ électrique. Nous supposons, pour simplifier l'écriture, que l'élément de matrice $\langle e | \vec{d} \cdot \vec{\epsilon} | f \rangle$ est réel.

II.1.1 Origine du potentiel lumineux

En utilisant le formalisme de l'atome habillé développé par C. Cohen-Tannoudji [175], on montre qu'un couplage non résonnant entre l'atome et le champ électrique se traduit par un déplacement de l'énergie du niveau fondamental de l'atome d'une quantité :

$$V = \frac{\hbar \Omega^2}{4\delta_L} \quad (\text{II.6})$$

où $\Omega = -\langle e | \vec{d} \cdot \vec{\epsilon} | f \rangle E / \hbar$ est la pulsation de Rabi, qui mesure l'intensité du couplage entre l'atome et le champ électrique. L'expression du potentiel V donnée ici est le résultat d'un calcul de perturbation au second ordre en \mathcal{H}_{int} et ce résultat n'est valable que dans le cas où $|\Omega| \ll |\delta_L|$. Nous verrons que cette condition est bien vérifiée avec nos paramètres expérimentaux.

Le potentiel V est appelé le déplacement lumineux de l'état $|f\rangle$ ou effet Stark dynamique. V change de signe avec δ_L et V est une fonction linéaire de Ω^2 donc de la densité locale d'énergie dans le champ.

Dans la limite où le rapport $|\Omega/\delta_L|$ est suffisamment petit, la probabilité d'excitation de l'atome est très petite et la probabilité d'émission spontanée de photons pourra être négligée sur la durée de l'expérience. Dans ce cas, le seul effet du champ électrique est de créer le potentiel V en laissant l'atome dans son état fondamental $|f\rangle$ et nous allons étudier comment le potentiel V agit sur la propagation de l'atome.

II.1.2 Expression du potentiel lumineux d'interaction dans le cas d'une onde laser stationnaire :

On suppose que l'atome se propage sensiblement suivant la direction \vec{z} et qu'il traverse une onde stationnaire laser formée par réflexion d'une onde laser quasi-plane qui se propage dans la direction \vec{x} et se réfléchit sur un miroir perpendiculaire à cette direction. Nous supposons que l'extension de l'onde stationnaire selon la direction \vec{y} est très grande et nous négligerons la dépendance du champ électrique $E(\vec{r})$ avec la coordonnée y . La dépendance en z du champ électrique joue un rôle important puisque elle conditionne

l'entrée et la sortie des atomes dans le potentiel lumineux. Nous noterons $E_0(z)$ l'amplitude du champ électrique et la supposons réelle. Le champ électrique résultant est alors donné par la superposition des champs électriques de deux ondes progressives de même polarisation \vec{e} et de vecteurs d'onde $\pm\vec{k}_L$ parallèles à l'axe \vec{x} :

$$\vec{E}(x, z, t) = 2E_0(z) \cos(k_L x) \cos(\omega_L t) \vec{e} \quad (\text{II.7})$$

Le potentiel lumineux est alors donné par :

$$V(x, z) = V_0(z) \cos^2(k_L x) \quad (\text{II.8})$$

$$V_0(z) = \frac{\langle e | \vec{d} \cdot \vec{e} | f \rangle^2 E_0^2(z)}{\hbar \delta_L} \quad (\text{II.9})$$

Le potentiel lumineux $V(x, z)$ est donc périodique en x , de période a égale à la demi-longueur d'onde du laser, $a = \lambda_L/2$. Ce potentiel est indépendant de la phase du champ laser et il ne dépend que du carré de son amplitude $E_0^2(z)$. L'intensité du potentiel est proportionnelle à la densité de puissance du faisceau laser incident et inversement proportionnelle à l'écart à résonance.

II.1.3 Equation de Schrödinger

L'atome incident est décrit par une onde plane de vecteur d'onde \vec{k} . Nous avons supposé que le potentiel lumineux peut être considéré comme indépendant de la coordonnée y et le mouvement de l'atome est donc libre dans cette direction. Il est donc possible d'oublier totalement ce qui se passe selon cette coordonnée et d'écrire l'équation de Schrödinger en ne considérant que les dépendances en x et en z de la fonction d'onde Ψ :

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} \right) + V(x, z) \Psi = \mathcal{E} \Psi \quad (\text{II.10})$$

où $\mathcal{E} = \hbar^2 k^2 / (2m)$ est l'énergie cinétique. On peut réécrire le potentiel sous la forme :

$$V(x, z) = V_0(z) [2 + \exp(2ik_L x) + \exp(-2ik_L x)] / 4 \quad (\text{II.11})$$

Nous verrons plus loin que $V_0(z)$ sera comparable à l'énergie de recul de l'atome $\hbar\omega_{rec}$ qui est l'énergie cinétique de l'atome quand son impulsion est égale à celle d'un photon de vecteur d'onde k_L :

$$\hbar\omega_{rec} = \frac{\hbar^2 k_L^2}{2m} \quad (\text{II.12})$$

Comme $\hbar\omega_{rec} \sim 3 \times 10^{-10}$ eV, $V_0(z)$ est toujours très inférieur à l'énergie cinétique \mathcal{E} de l'atome incident, $\mathcal{E} \sim 4 \times 10^{-2}$ eV pour un atome de lithium allant à une vitesse $v \sim 10^3$ m/s. Nous pouvons donc négliger le terme constant en $V_0/2$ de l'équation II.11, qui n'induit qu'un très petit décalage du zéro d'énergie. Dorénavant, nous utiliserons

$$V(x, z) = V_0(z) [\exp(2ik_L x) + \exp(-2ik_L x)] / 4 \quad (\text{II.13})$$

D'autre part, on considère que l'onde atomique incidente a un vecteur d'onde \vec{k} faisant un petit angle avec la direction \vec{z} , de sorte que $|\vec{k}_x| \ll |\vec{k}_z| \sim |\vec{k}|$. Grâce à cette remarque, on peut transformer l'équation de Schrödinger indépendante du temps (équation II.10) en une équation de Schrödinger dépendant du temps en recherchant la fonction d'onde Ψ sous la forme :

$$\Psi(x, z) = e^{ikz}\psi(x, z) \quad (\text{II.14})$$

où $\psi(x, z)$ a une dépendance lente avec z . Nous obtenons ainsi :

$$\frac{i\hbar^2 k}{m} \frac{\partial \psi}{\partial z} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + V(x, z)\psi \quad (\text{II.15})$$

En identifiant la vitesse v_z à $\hbar k/m$ et du fait que classiquement $z = vt$, nous obtenons une équation de Schrödinger dépendant seulement de x et du temps t dans la limite où les variations de la vitesse v_z sont négligeables :

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + V(x, z)\psi \equiv \mathcal{H}_x \psi \quad (\text{II.16})$$

Le Hamiltonien \mathcal{H}_x , ainsi défini, décrit le mouvement de l'atome suivant la direction x .

Dans le cas général où $V_0(z)$ est une fonction quelconque, on ne peut calculer la propagation de l'onde atomique Ψ que numériquement ou en faisant de nombreuses approximations. Nous allons considérer ici le cas où $V_0(z)$ est constant dans une zone $0 < z < D$ et nul partout ailleurs. Dans ce cas, il est possible d'écrire la solution de manière assez simple et cette solution a un grand intérêt pédagogique. La propagation de l'atome selon l'axe \vec{z} est libre dans les régions $z < 0$, $0 < z < D$ et $z > D$: ce mouvement est décrit comme superposition d'ondes planes. Le fait que le potentiel $V_0(z)$ est très petit devant l'énergie cinétique \mathcal{E} de l'atome ($V_0(z) \ll \mathcal{E}$) permettra de plus de négliger l'existence d'ondes atomiques réfléchies à l'entrée et à la sortie du potentiel lumineux. Le seul mouvement qui reste à décrire est le mouvement dans un potentiel périodique selon l'axe \vec{x} : la solution est bien connue dans le cas général puisqu'il s'agit des états de Bloch.

II.1.4 Les états de Bloch

Le mouvement d'une particule dans un potentiel périodique est classique en physique du solide et sa solution est connue sous le nom d'états de Bloch. Cette méthode a été adaptée à la propagation d'atomes dans des ondes stationnaires par V. Letokhov et V. Minogin [48] en 1981 et reprise par P. Castin et J. Dalibard [49] au début des années 90. Le traitement qui suit s'inspire de ces travaux ainsi que de ceux de l'équipe de A. Zeilinger [47, 176] sur la diffraction et les différents régimes de propagation de l'atome dans une onde stationnaire. L'équation de Schrödinger indépendante du temps associée à l'équation II.16 s'écrit alors :

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{V_0}{4} [\exp(2ik_L x) + \exp(-2ik_L x)] \psi = \mathcal{E}_x \psi \quad (\text{II.17})$$

où \mathcal{E}_x est l'énergie propre du mouvement selon x . Nous cherchons des solutions qui vérifient la condition de Bloch :

$$\psi_{k,n}(x) = \exp(ik_x x) u_{k,n}(x) \text{ avec } u_{k,n}(x+a) = u_{k,n}(x) \quad (\text{II.18})$$

où $u_{k,n}$ est une fonction périodique de même période que le réseau formé par l'onde lumineuse. n est un entier qui servira à numéroter les bandes d'énergie.

On peut introduire des variables réduites $X = k_L x$ et $\kappa = k_x/k_L$. De même on utilise pour unité d'énergie, l'énergie de recul $\hbar\omega_{rec}$ et on note $\varepsilon = \mathcal{E}_x/\hbar\omega_{rec}$ ainsi que $q = V_0/(4\hbar\omega_{rec})$. En général, on ramène le vecteur d'onde k_x dans la première zone de Brillouin c'est à dire $-k_L < k_x \leq k_L$ soit en unités réduites $-1 < \kappa \leq 1$. Ainsi, pour $V_0 = 0$, un état de quasi-impulsion κ dans la première zone de Brillouin décrit une onde plane d'impulsion réduite $\kappa + 2m$ où m est un entier. Malgré la difficulté de définir clairement les indices n et m (il semble difficile de définir ces indices de manière identique et continue quand $V_0 = 0$ et $V_0 \neq 0$), il y a peu de risques de confusion.

Les états propres du Hamiltonien défini par l'équation II.17 sont appelés les états de Bloch.

Si $q = 0$, les énergies proviennent seulement du terme d'énergie cinétique et on a :

$$\mathcal{E}(k_x) = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m} \quad (\text{II.19})$$

$$\varepsilon(\kappa, n) = (\kappa - 2n)^2 \quad (\text{II.20})$$

Le diagramme d'énergie en fonction du vecteur d'onde réduit κ est alors une série de paraboles tracées en traits pointillés sur la figure II.2 et repérées par l'entier n .

Dès que $q \neq 0$, les termes du potentiel couplent directement l'état de vecteur d'onde k_x avec les deux états de vecteur d'onde $k_x \pm 2k_L$. L'application du potentiel lumineux ($q \neq 0$) a pour effet de lever les dégénérescences d'énergie qui existent en centre et en bord de zone de Brillouin. Les traits pleins de la figure II.2 représentent les énergies des états de Bloch sous l'action d'un potentiel d'intensité $q = 1$.

Pour un couplage faible, $q \ll 1$, nous pouvons adopter un raisonnement perturbatif et nous pouvons vérifier que les états libres dont les impulsions k_x diffèrent de $2pk_L$ sont couplés par des termes de perturbation d'ordre au moins égal à p . Ceci explique pourquoi la levée de dégénérescence en bord de zone des niveaux d'énergie réduite $\varepsilon = 1$ est déjà très forte quand $q = 1$: le couplage de deux niveaux est linéaire en q (voir la figure II.2). La levée de dégénérescence des niveaux d'énergie réduite $\varepsilon = 4$ en centre de zone est beaucoup plus faible, toujours quand $q = 1$, parce que le premier terme de couplage non nul entre ces deux niveaux est cette fois-ci en q^2 . La diffraction de Bragg d'ordre p correspond précisément à l'existence de ces croisements évités du diagramme de Bloch.

Pour un couplage fort ($q \gg 1$), de nombreux états libres de même quasi-impulsion κ appartenant à différentes branches sont fortement mélangés : les mélanges sont importants jusqu'à des valeurs de k_x de l'ordre de $k_L\sqrt{q}$. Un traitement perturbatif n'est plus adéquat et ne sert qu'à une discussion qualitative.

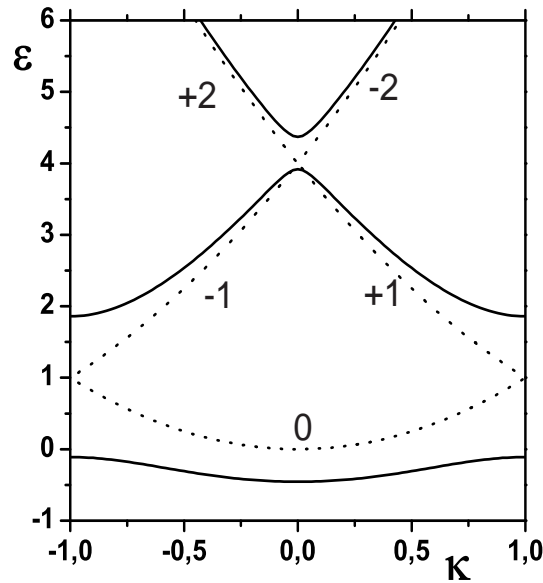


FIG. II.2 – Energies ε des premiers états de Bloch en fonction du moment réduit $\kappa = k/k_L$ appartenant à la première zone de Brillouin ($-1 < \kappa \leq 1$). Les énergies sont tracées pour deux valeurs du paramètre $q = V_0/4\hbar\omega_{rec}$: les traits pointillés représentent le cas $q = 0$ et les traits pleins le cas $q = 1$. Les paraboles correspondant au cas $q = 0$ sont indexées par l'entier n tel que $\varepsilon(\kappa, n) = (\kappa - 2n)^2$

Relation entre états de Bloch et l'équation de Mathieu

L'équation II.17 réécrite avec les variables réduites prend la forme :

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial X^2} + [\varepsilon - 2q \cos(2X)] \psi = 0 \quad (\text{II.21})$$

Cette équation est l'équation de Mathieu (à une notation près : ε devrait être noté a) qui a été beaucoup étudiée [177]. Cependant, les solutions généralement étudiées sont périodiques en X , de période égale à π , alors que les états de Bloch forment une famille plus large de fonctions vérifiant :

$$\psi_{\kappa,n}(X) = \exp(i\kappa X) u_{\kappa,n}(X) \text{ avec } u_{\kappa,n}(X + \pi) = u_{\kappa,n}(X) \quad (\text{II.22})$$

On peut vérifier que les valeurs caractéristiques $a_n(q)$ et $b_n(q)$ qui sont tabulées et exprimées sous formes de développement en séries entières de q (par exemple en utilisant Maple version 9) sont les valeurs propres du diagramme de Bloch soit en centre de zone de Brillouin si n est pair, soit en bord de zone si n est impair. Ces séries entières nous semblent assez peu utiles pour des calculs car elles convergent très lentement (et ce n'est pas étonnant car il est connu que le rayon de convergence q_{max} de la série donnant a_0 vérifie $q_{max} < 1.469$ [177]). La lenteur de la convergence de ces séries fait qu'il est difficile de faire un calcul analytique

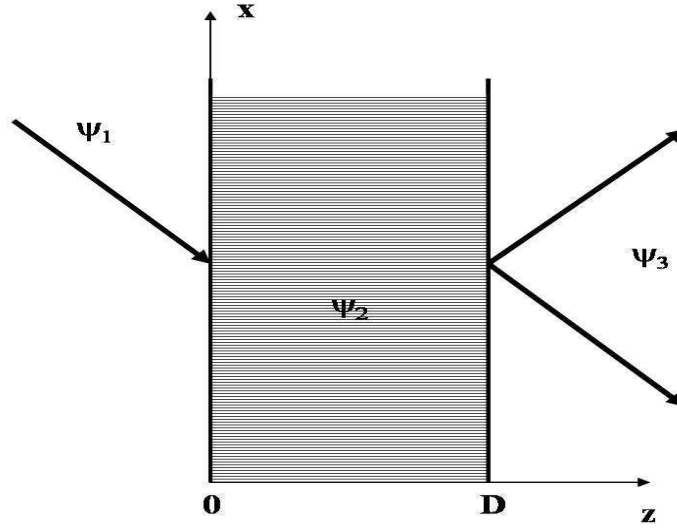


FIG. II.3 – Définition des trois zones à travers lesquelles l'onde atomique se propage. Le réseau du lumière (milieu 2) est précédé et suivi du vide (milieux 1 et 3).

correct de la diffraction d'ordre p avec $p > 1$ car ces expériences [84, 282] sont faites avec des valeurs du paramètre q importantes, voisines de quelques unités au moins. Pour ces valeurs, la convergence des séries de perturbation donnant les énergies du diagramme de Bloch n'est pas assurée à moins d'introduire beaucoup de termes ce qui réduit l'intérêt d'un calcul analytique.

II.1.5 Principe de la diffraction

Le principe pour résoudre l'équation II.16 est d'écrire la solution de l'équation de Schrödinger dans les trois régions de l'espace représentées sur la figure II.3, $z < 0$, $0 < z < D$ et $z > D$ puis d'écrire la continuité de la fonction d'onde à chaque interface. Remarquons que, en supposant k_z constant, nous avons éliminé la nécessité d'écrire la continuité de la dérivée selon la normale à l'interface, et il suffit d'écrire en $z = 0$:

$$\psi(z = 0^-) = \psi(z = 0^+) \quad (\text{II.23})$$

Dans la première région $z < 0$, l'atome est soumis à un potentiel $q = 0$ et on suppose que sa fonction d'onde initiale ψ_1 est une onde plane dont la composante du vecteur d'onde selon l'axe \vec{x} est $k_{x1}/k_L = \kappa + n_1$ d'énergie $\varepsilon = (\kappa + n_1)^2$:

$$\psi_1 = \exp[-i(\kappa + n_1)^2 \tau] |\kappa + n_1\rangle \quad (\text{II.24})$$

On utilisera cette fonction d'onde dans le plan $z = 0$ i.e. à l'instant $\tau = 0$.

Dans l'onde stationnaire, la fonction d'onde $|\psi_2\rangle$ est une somme d'états de Bloch. La condition de continuité en $z = 0$ impose à ces états de Bloch d'avoir la même valeur de κ , de sorte que $|\psi_2\rangle$ s'exprime comme une somme sur les états $|\kappa, n_2\rangle$:

$$|\psi_2\rangle = \sum_{n_2} b_{n_2} \exp(-i\varepsilon(\kappa, n_2)\tau) |\kappa, n_2\rangle \quad (\text{II.25})$$

De plus, on doit avoir :

$$|\kappa + n_1\rangle = \sum_{n_2} b_{n_2} |\kappa, n_2\rangle \quad (\text{II.26})$$

ce qui donne $b_{n_2} = \langle \kappa, n_2 | \kappa + n_1 \rangle$

A la sortie de l'onde stationnaire, $\tau = \omega_{rec} t_{int}$ avec $t_{int} = D/v$ et la fonction d'onde exprimée par l'équation II.25 se projette sur des ondes libres comme :

$$|\psi_3\rangle = \sum_{n_3} c_{n_3} \exp[-i(\kappa + n_3)^2 \tau] |\kappa + n_3\rangle \quad (\text{II.27})$$

Nous avons déjà utilisé la condition de continuité en $z = D$ en choisissant des ondes libres ayant même valeur de κ . Cette condition nous permet de calculer les valeurs des amplitudes de diffusion :

$$c_{n_3} = \langle \kappa + n_3 | \sum_{n_2} b_{n_2} \exp[i((\kappa + n_3)^2 - \varepsilon(\kappa, n_2)) \tau] |\kappa, n_2\rangle \quad (\text{II.28})$$

Remarquons que les impulsions réduites finales $\kappa + n_3$ diffèrent de l'impulsion initiale $\kappa + n_1$ par $p = n_3 - n_1$, où p est l'ordre de diffraction. L'expression de l'amplitude c_{n_3} est un peu complexe mais une analyse simple permet de comprendre la physique sous-jacente : à l'entrée et à la sortie de l'onde stationnaire, l'onde subit un changement de base, ce qui n'a aucun effet en soi. Mais les divers états de Bloch n'ayant pas la même énergie, ces diverses composantes se déphasent et la fonction d'onde finale en $z = D$ diffère de la fonction d'onde initiale, ce qui induit la possibilité de diffracter dans des ordres variés. Les équations que nous venons d'écrire permettent de traiter tous les régimes de diffraction connus, en particulier le régime Raman-Nath ou le régime de Bragg [174]. Nous allons revenir en détail sur la diffraction de Bragg d'ordre $p = 1$.

II.2 Diffraction de Bragg

II.2.1 Principe de la diffraction de Bragg

La diffraction de Bragg est un phénomène bien connu depuis sa découverte par W.L. Bragg et W.H. Bragg en 1913 : il s'agissait alors de la diffraction de rayons X par un réseau cristallin [178, 179]. Ici les rayons X sont remplacés par l'onde atomique de lithium et le réseau cristallin est remplacé par une onde stationnaire laser, qui peut être vue comme un cristal unidimensionnel de lumière. La figure II.4 illustre la diffraction de Bragg d'un atome se réfléchissant sur les plans cristallins de ce réseau de lumière, qui sont, par exemple, les ventres de l'onde stationnaire. Comme dans le cas des rayons X, les vecteurs d'onde

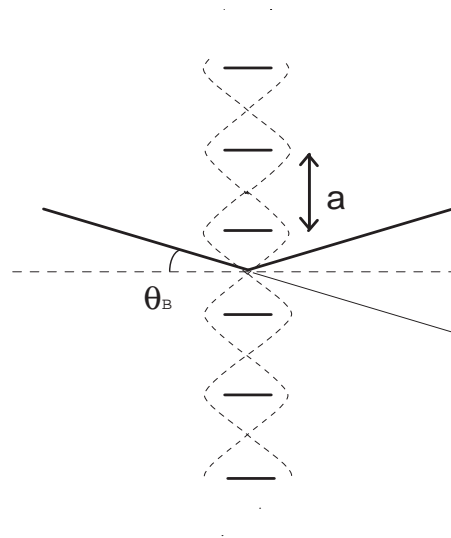


FIG. II.4 – Schéma de principe de la diffraction de Bragg. Une onde atomique incidente de longueur d'onde λ_{dB} formant un angle θ_B est diffractée par les plans formés par les ventres et les noeuds de l'onde stationnaire de période a .

de l'onde incidente et de l'onde diffractée doivent être symétriques par rapport au plan cristallin responsable de la diffraction. Cette condition, dite condition de Bragg, s'écrit dans le cas général :

$$2a \sin \theta_B = p \lambda_{dB} \quad (\text{II.29})$$

où p est l'ordre de diffraction. Si on suppose que la distance a entre plans consécutifs (la période du réseau) est très grande devant la longueur d'onde λ_{dB} , cette condition devient :

$$\theta_B = p \frac{\lambda_{dB}}{2a} \quad (\text{II.30})$$

L'angle θ_B est l'angle de Bragg (voir figure II.4). Dans notre expérience, avec des atomes de ${}^7\text{Li}$ allant à une vitesse de $v = 1065$ m/s, la longueur d'onde de De Broglie vaut $\lambda_{dB} = 53.7$ pm. Pour un réseau de lumière à la longueur d'onde de la première transition de résonance $\lambda_L = 671$ nm, la période du réseau vaut $a = 335.5$ nm et l'angle de Bragg est égal à $\theta_B = 80$ μrad .

On peut réexprimer la condition de Bragg en évaluant la composante k_x du vecteur d'onde de l'atome sur l'axe de propagation de la lumière. On trouve :

$$k_x = p k_L \quad (\text{II.31})$$

La condition de Bragg est vérifiée si l'onde incidente a un vecteur d'onde situé soit au bord (pour les ordres avec p impair) soit au centre (pour les ordres avec p pair) de la première zone de Brillouin.

La diffraction de Bragg d'une onde atomique par un réseau de lumière présente toutes les caractéristiques connues de la diffraction de Bragg des ondes de lumière sur des réseaux (diffraction de rayons X par la matière, diffraction de la lumière par des ondes acoustiques).

Dans le régime de Bragg, il n'y a que le faisceau direct et un seul faisceau diffracté, ce qui est évidemment très intéressant pour l'interférométrie.

II.2.2 Probabilité de diffraction à l'ordre $p = 1$ dans le régime de Bragg

La diffraction de Bragg d'ordre $p = 1$ correspond à un faible couplage ($q \ll 1$) entre les atomes et l'onde stationnaire. La condition de Bragg est exactement vérifiée si les vecteurs d'onde de l'onde incidente et de l'onde diffractée vérifient :

$$k_x = \pm k_L \quad (\text{II.32})$$

L'onde incidente et l'onde diffractée sont donc en bord de la première zone de Brillouin et si q est suffisamment petit, on peut se contenter de considérer uniquement les deux états $\kappa = k_x/k_L = \pm 1$. Le problème se réduit à l'étude d'un système à deux niveaux. Le calcul est analytique et très simple, puisqu'il s'agit du cas de l'oscillation de Rabi exactement à résonance.

Nous allons faire le calcul en unités réduites et on vérifie que l'on doit introduire un temps réduit $\tau = \omega_{rec}t$. Si l'état initial est par exemple $|\kappa = -1\rangle$, cet état est fortement mélangé par l'onde stationnaire avec l'autre état $|\kappa = +1\rangle$, de même énergie réduite $\varepsilon = 1$. Dans cette base, la matrice du Hamiltonien \mathcal{H}_X s'écrit :

$$\mathcal{H}_X = \begin{pmatrix} \varepsilon_{-1} & q \\ q & \varepsilon_{+1} \end{pmatrix} \quad (\text{II.33})$$

avec $\varepsilon_{-1} = \varepsilon_{+1} = 1$. Les énergies propres et les états propres sont notés $|a\rangle$ et $|b\rangle$ et donnés par :

$$\varepsilon_{a,b} = 1 \pm q \quad (\text{II.34})$$

$$|a, b\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\kappa = +1\rangle \pm |\kappa = -1\rangle) \quad (\text{II.35})$$

La fonction d'onde à la sortie du réseau lumineux après une durée $\tau = \omega_{rec}t_{int}$ où $t_{int} = D/v$ vaut donc :

$$|\psi(\tau)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [e^{-i\varepsilon_a\tau}|a\rangle + e^{-i\varepsilon_b\tau}|b\rangle] \quad (\text{II.36})$$

$$= e^{-i\tau} [\cos(q\tau)|-1\rangle - i \sin(q\tau)|1\rangle] \quad (\text{II.37})$$

Cette fonction d'onde s'interprète facilement en utilisant le vocabulaire de la diffraction. L'atome initialement dans l'état $|\kappa = -1\rangle$ sort dans une superposition cohérente des deux états $|\kappa = \pm 1\rangle$, correspondant à l'onde incidente et à l'onde diffractée. La probabilité de diffraction au premier ordre est donnée :

$$\mathcal{P}(1) = |\langle 1|\psi\rangle|^2 = \sin^2(q\tau) \quad (\text{II.38})$$

La probabilité de diffraction est une fonction oscillante du temps d'interaction τ entre l'atome et l'onde stationnaire et de la force du potentiel lumineux mesurée par q . La condition pour réaliser une séparatrice à atomes se traduit par $\mathcal{P}(1) = 0.5$ soit $q\tau = \pi/4$ alors que pour créer un miroir à atomes, il faut $\mathcal{P}(1) = 1$ soit $q\tau = \pi/2$.

Première correction au traitement perturbatif

Le calcul qui précède a été réalisé en se limitant aux deux états $|\kappa = \pm 1\rangle$ mais chacun de ces états est couplé à l'état $|\kappa = \pm 3\rangle$ et, même si le potentiel q est faible, on peut tenir compte partiellement de ces couplages en corrigeant les énergies des deux états. En toute rigueur, il faudrait utiliser une matrice plus grande et calculer la propagation en diagonalisant cette matrice, ce qui ferait apparaître des amplitudes de diffraction dans d'autres ordres mais ces amplitudes sont très faibles si $q \ll 1$. Nous allons donc seulement corriger l'énergie par le terme perturbatif du deuxième ordre :

$$\varepsilon_{\pm 1} = 1 - \frac{q^2}{8} \quad (\text{II.39})$$

Cette correction est petite, mais elle introduit une correction sur la phase des ondes sortantes. Si on considère l'équation II.37, la phase du faisceau diffracté devient donc :

$$\phi_1 = -(1 - \frac{q^2}{8})\tau - \frac{\pi}{2} \quad (\text{II.40})$$

Le premier terme est la phase de propagation libre des ondes $\kappa = \pm 1$. La phase de $-\pi/2$ est liée à l'unitarité de l'évolution durant l'oscillation de Rabi. Par contre la phase en $q^2\tau/8$ est une phase de diffraction et elle peut avoir des valeurs relativement importantes puisque pour $q = 0.5$ et $\tau = \pi$, elle vaut 98 mrad. Cette phase n'est pas détectable par interférométrie parce qu'elle affecte également les deux faisceaux diffractés. Une publication de notre équipe montre que ces phases sont observables si l'on utilise par exemple les ordres de diffraction 0 et ± 2 d'un même réseau [183] mais ceci n'est possible qu'en dehors du régime de Bragg.

II.2.3 Sélectivité en vitesse de la diffraction d'ordre 1

La composante k_x du vecteur d'onde incident est de la forme suivante :

$$k_x = \frac{mv}{\hbar} \sin\theta \quad (\text{II.41})$$

où v est la vitesse de l'atome et θ l'angle d'incidence sur l'onde stationnaire (voir figure II.4). En général, la condition de Bragg n'est pas exactement satisfaite, c'est à dire que k_x est légèrement différent de k_L et nous noterons :

$$\kappa = (1 - \zeta) \quad (\text{II.42})$$

avec $\zeta \ll 1$. On peut alors encore traiter la diffraction comme un système à deux niveaux $|1\rangle = |\kappa\rangle$ et $|-1\rangle = |\kappa - 2\rangle$ mais cette fois-ci leurs énergies ne sont plus dégénérées mais valent respectivement $1 + \zeta^2 \mp 2\zeta$. Dans ce cas, les énergies propres sont données par :

$$\varepsilon_{a,b} = 1 + \zeta^2 \pm \sqrt{q^2 + 4\zeta^2} \quad (\text{II.43})$$

Les nouveaux états propres $|a\rangle$ et $|b\rangle$ sont alors :

$$\varepsilon_{a,b} = 1 + \zeta^2 \pm \sqrt{q^2 + 4\zeta^2} \quad (\text{II.44})$$

$$|a\rangle = \cos \Theta |1\rangle + \sin \Theta | - 1\rangle \quad (\text{II.45})$$

$$|b\rangle = -\sin \Theta |1\rangle + \cos \Theta | - 1\rangle \quad (\text{II.46})$$

avec un angle de mélange Θ donné par $\tan(2\Theta) = q/(2\zeta)$. Pour un atome initialement dans l'état $| - 1\rangle$, la fonction d'onde à la sortie du réseau lumineux s'écrit :

$$|\psi(\tau)\rangle = \cos \Theta e^{-i\varepsilon_a\tau} |a\rangle + \sin \Theta e^{-i\varepsilon_b\tau} |b\rangle \quad (\text{II.47})$$

On peut ainsi exprimer la probabilité de diffraction d'ordre $p = 1$:

$$\mathcal{P} = \frac{q^2}{q^2 + 4\zeta^2} \sin^2 \left(\tau \sqrt{q^2 + 4\zeta^2} \right) \quad (\text{II.48})$$

ce qui se simplifie un peu si on introduit le paramètre $y = 2\zeta/q$:

$$\mathcal{P} = \frac{1}{1 + y^2} \sin^2 \left(q\tau \frac{\sqrt{1 + y^2}}{2} \right) \quad (\text{II.49})$$

Le maximum de la probabilité de diffraction ne vaut un qu'à résonance c'est à dire quand la condition de Bragg est exactement vérifiée quand $y = 0$. Le paramètre y mesure l'écart à résonance et l'équation ci-dessus met en évidence la dépendance angulaire et en vitesse de la probabilité de diffraction de Bragg. On peut remarquer que la diffraction de Bragg est d'autant plus sélective que le potentiel lumineux est faible c'est à dire que q petit.

Nous allons maintenant développer une modélisation numérique de la diffraction de Bragg pour étudier la sélectivité angulaire et en vitesse. Cette étude est indispensable pour comprendre le fonctionnement de notre interféromètre, en particulier si on s'intéresse à des effets qui dépendent de la vitesse des atomes.

II.3 Modélisation numérique de la diffraction

Le but de ce calcul est de s'affranchir de la plupart des approximations nécessaires aux calculs analytiques. Par exemple, l'onde stationnaire n'a pas une intensité constante mais l'hypothèse, très grossière de choisir $V_0(z)$ constant, est presque indispensable pour faire des calculs analytiques.

Voici les hypothèses faites dans les simulations qui suivent :

- Le profil laser est pris de forme gaussienne et nous utiliserons des paramètres issus d'ajustements effectués sur des profils mesurés de faisceaux lasers.

- La diffraction est traitée de manière générale en utilisant l'intégration de l'équation de Schrödinger. Ceci permet de prendre en compte l'existence possible des autres ordres de diffraction. Les phases de diffractions sont elles aussi calculées et prises en compte lors de la superposition finale des deux ondes interférant à la sortie de l'interféromètre.

- L'onde incidente est toujours considérée comme plane. Cependant on prend en compte la distribution angulaire et la dispersion en vitesse longitudinale du jet en faisant la somme incohérente des signaux correspondant à diverses vitesses et à diverses directions initiales. Ces ondes explorent donc un assez large domaine autour de la condition de Bragg.

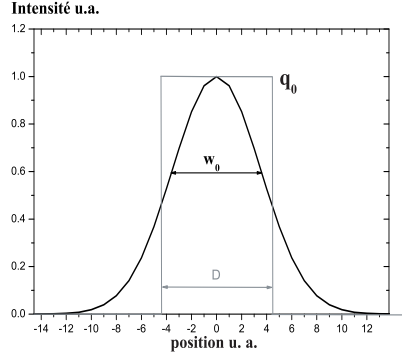


FIG. II.5 – Illustration de la forme des profils top hat et Gaussien. La largeur D et le waist w_0 sont choisis de sorte à conserver la phase de Rabi ϕ_R constante.

II.3.1 Hypothèses du modèle numérique

Je vais décrire dans ce paragraphe les divers effets que notre programme numérique prend en compte.

II.3.1.1 Profil spatial de l'onde laser

L'approximation majeure dans notre traitement analytique est la forme du profil transverse des ondes stationnaires laser. Alors que les modes laser utilisés sont assez proches de modes Gaussiens, nous utilisons jusqu'ici une forme top-hat. Un argument d'adiabaticité prédit que, pour un potentiel suffisamment faible et variant continûment, les atomes passent de manière adiabatique d'un état de propagation libre à un état de Bloch dans l'onde stationnaire et repassent de manière également adiabatique dans l'état libre initial en sortant de l'onde stationnaire. Cette question a déjà été abordée dans l'article [174] et je ne vais pas reproduire ici cette discussion. Il est clair qu'une modélisation la plus réaliste possible est nécessaire de sorte à pouvoir prendre en compte ces effets adiabatiques.

Nous allons comparer deux profils d'onde stationnaire :

- un profil top-hat comme nous l'avons utilisé dans ce qui précède :

$$\begin{aligned} q(z) &= q_0 \text{ pour } z < D \\ &= 0 \text{ pour } z < 0 \text{ et } z > D \end{aligned} \quad (\text{II.50})$$

Le temps d'interaction reste défini par :

$$t_{int} = \frac{D}{v} \text{ soit } \tau_{int} = \omega_{rec} \frac{D}{v} \quad (\text{II.51})$$

- un profil Gaussien correspondant au champ électrique d'un mode laser Gaussien TEM00. Le potentiel $q(z)$ est alors donné par :

$$q(z) = q_0 \exp[-2z^2/w_0^2] \quad (\text{II.52})$$

Dans ce cas, on définit le temps d'interaction en considérant constante la phase de Rabi à résonance ϕ_R qui vaut :

$$\phi_R = \int 2q(t)dt \quad (\text{II.53})$$

On trouve évidemment que $\phi_R = 2q_0 t_{int}$ pour un profil top-hat et $\phi_R = 2q_0 w_0/v\sqrt{(\pi/2)}$ pour un profil Gaussien, de sorte que :

$$t_{int} = \frac{w_0}{v} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \text{ soit } \tau_{int} = \omega_{rec} \frac{w_0}{v} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \quad (\text{II.54})$$

II.3.1.2 Principe du programme

On utilise l'équation de Schrödinger donnée par l'équation II.16 et nous la réécrivons en unités réduites :

$$i \frac{\partial \psi(X)}{\partial \tau} = -\frac{\partial^2 \Psi(X)}{\partial X^2} + 2q(\tau) \cos(2X) \psi(X) = \mathcal{H}_X(\tau) \psi(X) \quad (\text{II.55})$$

On calcule $q(\tau)$ grâce à la relation entre z et le temps t ($z = vt$). Pour résoudre cette équation, on discrétise le temps en éléments de durée $\delta\tau$ posant $\tau_l = \tau_0 + l\delta\tau$ où l est un entier et pour chaque pas en temps, on recherche les états propres du Hamiltonien ce qui permet d'évaluer l'opérateur d'évolution pour calculer la fonction d'onde à l'instant suivant :

$$|\psi(X, \tau_{l+1})\rangle = U(\tau_{l+1}, \tau_l) |\psi(X, \tau_l)\rangle \quad (\text{II.56})$$

où

$$U(\tau_{l+1}, \tau_l) = e^{-i\mathcal{H}_X(\tau_l)\delta\tau} \quad (\text{II.57})$$

de sorte que la fonction d'onde finale s'exprime par :

$$|\psi(X, \tau_N)\rangle = \prod_0^{N-1} U(\tau_{l+1}, \tau_l) |\psi(X, \tau_0)\rangle \quad (\text{II.58})$$

Le Hamiltonien est évalué dans une base d'ondes planes suffisamment grande pour assurer une bonne convergence des calculs, ce qui permet de calculer les amplitudes des ordres supérieurs de diffraction.

Conditions initiales

Le but de cette modélisation est de rendre compte de l'effet des écarts à la condition de Bragg sur la probabilité de diffraction. On va tenir compte de la distribution de vitesse et de l'ouverture angulaire du jet atomique.

Le jet de lithium est un jet supersonique dont la distribution de vitesse v est de forme Gaussienne :

$$P(v) = \frac{S_{\parallel}}{u\sqrt{\pi}} \exp \left[-\frac{S_{\parallel}^2}{u^2} (v - u)^2 \right] \quad (\text{II.59})$$

où u est la vitesse la plus probable et S_{\parallel} le rapport de vitesse parallèle.

Le jet de lithium présente une ouverture angulaire liée aux fentes de collimation S_0 et S_1 d'ouverture e_0 et e_1 . Pour modéliser cette divergence, on considère les rayons géométriques issus de la première fente et traversant la seconde. Ceci signifie que l'on oublie tout effet de diffraction des fentes. La distribution angulaire du jet atomique est représentée sur la figure II.7 : le profil est trapézoïdal avec une intensité maximale tant que $|\delta\theta| < \vartheta_L$ et une zone de pénombre $\vartheta_L < |\delta\theta| < \vartheta_S$ où l'intensité décroît linéairement. Par des considérations géométriques, on détermine l'intensité du jet dans une direction faisant un angle $\delta\theta$ avec son axe :

$$I(\delta\theta) = C \frac{\delta\theta + \vartheta_S}{\vartheta_S - \vartheta_L} \text{ pour } -\vartheta_S < \delta\theta < -\vartheta_L \quad (\text{II.60})$$

$$I(\delta\theta) = C \text{ pour } |\delta\theta| < \vartheta_L \quad (\text{II.61})$$

$$I(\delta\theta) = C \frac{\vartheta_L - \delta\theta}{\vartheta_S - \vartheta_L} \text{ pour } \vartheta_L < \delta\theta < \vartheta_S \quad (\text{II.62})$$

avec $\vartheta_L = |e_1 - e_0|/(2L_{01})$, $\vartheta_S = (e_1 + e_0)/(2L_{01})$. $C = 1/(\vartheta_S + \vartheta_L)$ représente la constante de normalisation de l'intensité. Dans les simulations, nous utiliserons les valeurs que nous utilisons en général, $e_0 = 20 \mu\text{m}$, $e_1 = 12 \mu\text{m}$ et $L_{01} = 0.76 \text{ m}$.

On suppose que l'angle θ entre les plans d'onde de l'onde stationnaire et l'axe du jet atomique correspond, pour un atome de vitesse u diffracté à l'ordre p , à p fois l'angle de Bragg de la diffraction d'ordre 1 : $\theta_B(u)$ pour un atome de vitesse u . Ce qui signifie que l'angle θ vérifie :

$$\theta = p\theta_B(u) = p \frac{\hbar k_L}{mu} \quad (\text{II.63})$$

Pour un atome de vitesse v et dont la trajectoire fait un angle $\delta\theta$ avec l'axe du jet atomique, la composant k_x du vecteur d'onde vaut :

$$k_x = \frac{mv}{\hbar} (p\theta_B(u) + \delta\theta) \quad (\text{II.64})$$

On peut exprimer k_x en unités réduites :

$$\kappa = p \frac{v}{u} \left(1 + \frac{\delta\theta}{p\theta_B(u)} \right) \quad (\text{II.65})$$

Il est facile d'exprimer les éléments de matrice du Hamiltonien en fonction de κ et de la fonction $q(t)$.

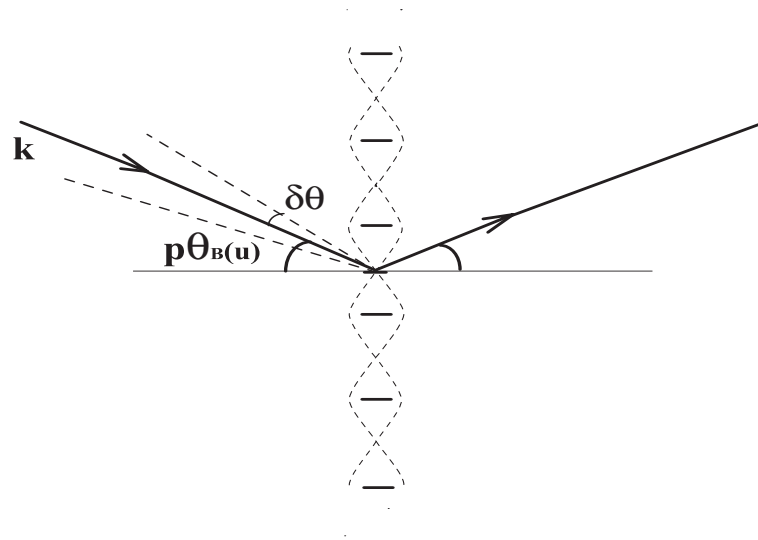


FIG. II.6 – Principe de la diffraction de Bragg à l'ordre p lorsque le jet incident présente une ouverture angulaire non nulle. Le réseau de diffraction est réglé pour un atome de vitesse u dont le vecteur d'onde fait un angle $p\theta_B(u)$ avec la direction des traits du réseau. On définit l'angle $\delta\theta$ comme l'écart à cette incidence. L'angle $\theta_B(u)$ correspond à l'angle de Bragg pour la diffraction d'ordre 1 d'un atome de vitesse u .

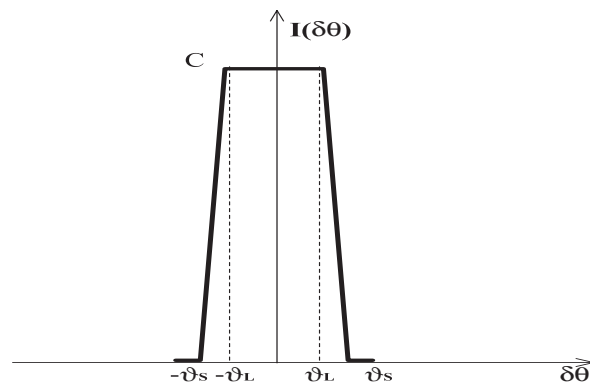


FIG. II.7 – Profil en intensité du jet atomique. Il est défini de manière géométrique à partir des fentes de collimation de largeurs $e_0 = 20 \mu m$ et $e_0 = 12 \mu m$ séparées par une distance $L_{01} = 76 \text{ cm}$.

II.3.2 Résultats des simulations :

Cette modélisation va nous permettre d'étudier deux aspects de la diffraction. Dans un premier temps, on analysera l'importance du profil laser sur l'apparition de comportements adiabatiques qui diminuent la probabilité de diffraction. On considèrera ensuite la dépendance de la probabilité de diffraction en fonction de la vitesse de l'atome incident et de son angle d'incidence. Enfin je présenterai la sélectivité de la diffraction en fonction de l'ordre p de diffraction.

II.3.2.1 Dépendance de la probabilité de diffraction en fonction du profil laser

Pour ne pas compliquer les choses, le calcul est fait sans moyenne angulaire et nous comparons la probabilité de diffraction d'ordre $p = 1$ en fonction de la vitesse atomique pour un faisceau top-hat et un faisceau Gaussien. On suppose que l'angle de Bragg a été réglé pour une vitesse $u = 1065$ m/s.

On utilise une valeur de $q_0 = 0.74$ et le temps d'interaction vaut $\tau = 2.09$ dans les deux cas (ce qui correspond dans le cas Gaussien à un waist $w_0 = 4.49$ mm) : ce jeu de paramètres correspond à une diffraction totale, telle qu'on l'utilise pour produire un miroir à atomes. La figure II.8 a) représente les probabilités de diffraction obtenues. En plus des calculs numériques, nous avons représenté les résultats de l'équation II.49 (Modèle y correspondant à un profil top-hat). Les deux résultats numériques correspondent aux profils top-hat et Gaussien.

- dans tous les cas, la probabilité de diffraction est très proche de 1 quand la condition de Bragg est vérifiée pour $v = 1065$ m/s : on remarque cependant que seul le modèle y prédit une probabilité égale à 1 alors que les deux calculs numériques prédisent une valeur légèrement inférieure, ce qui signifie que la valeur de q_0 est un peu trop grande pour être dans le régime perturbatif.
- quand on s'écarte de la condition de Bragg, la probabilité de diffraction calculée avec le profil Gaussien décroît notablement plus vite que celle obtenue avec le profil top-hat. C'est bien le comportement attendu puisque les discontinuités du profil top-hat interdisent un comportement adiabatique alors que le profil Gaussien qui est continu permet un tel comportement. Ceci apparaît sur la probabilité de diffraction vers $v = 550$ m/s : les calculs avec le profil top-hat prévoient un pic secondaire de probabilité de diffraction avec une probabilité maximale voisine de 0.36 tandis que le calcul avec le profil Gaussien prévoit un maximum secondaire à peine visible sur la figure avec une probabilité maximale voisine de 0.008. Cet effet n'a pas de conséquences pratiques dans notre expérience mais il illustre de façon frappante la différence entre les deux calculs.

On utilise ensuite une valeur de q_0 deux fois plus faible, $q = 0.37$ sans modifier le temps d'interaction. Ce jeu de paramètres correspond à une probabilité de diffraction égale à 0.5 : c'est ce que nous utilisons pour produire une séparatrice à atomes. La figure II.8 b) représente les probabilités de diffraction obtenues. On s'attend à ce que le comportement adiabatique joue un rôle plus important puisque le potentiel est plus faible et que cet effet soit plus visible à basse vitesse et c'est bien ce que l'on observe : la probabilité de diffraction avec un profil Gaussien est plus éloignée du modèle top-hat dans le cas d'une séparatrice

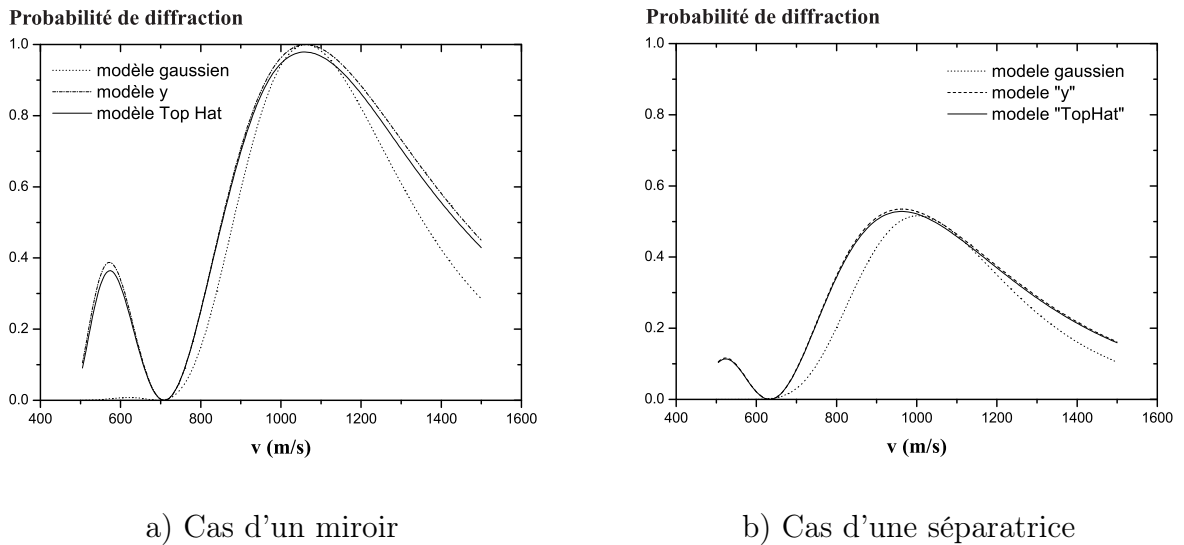


FIG. II.8 – Comparaison des probabilités de diffraction en fonction du profil laser dans le cas d'un miroir et d'une séparatrice sans moyenne angulaire. Les paramètres de simulations sont $q_0 = 0.74$ (a) et $q_0 = 0.37$ (b) et $\tau = 2.09$ dans tous les cas.

que dans le cas d'un miroir et l'écart est plus important à basse vitesse.

Ces simulations illustrent donc clairement que le modèle top-hat ne convient pas à une modélisation précise du processus de diffraction. Ce modèle analytique reste cependant utile pour avoir une intuition sur ce qui se passe lors du processus de diffraction mais pas pour faire des prédictions quantitatives. Ce modèle n'est valable que si q_0 est petit (pour pouvoir négliger les autres ordres de diffraction) et si l'on est très près de la condition de Bragg (pour que le comportement adiabatique soit négligeable). Dans toutes les simulations qui vont suivre, nous ne considérerons que des profils Gaussiens.

II.3.2.2 Dépendance de la probabilité de diffraction en fonction de la vitesse v en tenant compte de l'ouverture angulaire du jet atomique

Nous allons étudier la probabilité de diffraction en fonction de la vitesse des atomes. En effet, la distribution de vitesse du jet de lithium va être modifiée par la diffraction de Bragg et, pour bien comprendre le fonctionnement de notre interféromètre, il nous faut donc modéliser cette modification de la distribution en vitesse. Pour cela on a représenté sur les figures II.9 a) et b), les probabilités de diffraction des faisceaux d'ordre $p = 0$ et $p = 1$ en fonction de la vitesse de l'atome dans le cas d'un miroir (figure II.9 a) et d'une séparatrice (figure II.9 b). Les courbes en traits pleins mesurent la transmission du réseau de diffraction en fonction de la vitesse, après moyenne sur la distribution angulaire du jet atomique.

Les paramètres utilisés pour ces simulations sont proches de ceux employés expérimentalement, en particulier le waist du profil laser est de $w_0 = 4.67$ mm. L'angle de Bragg est supposé réglé pour une vitesse $u = 1065$ m/s. La collimation correspond à des fentes

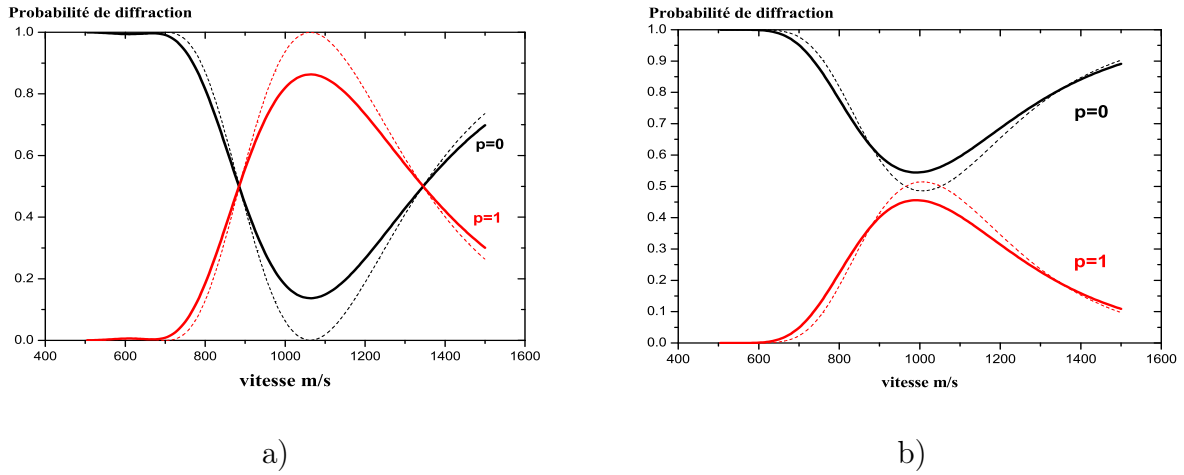


FIG. II.9 – Probabilités de diffraction d'ordre 1 en fonction de la vitesse. Sont représentées les probabilités de diffraction d'ordre $p = 0$ et $p = 1$ en fonction de la vitesse de l'atome incident. Les traits pointillés correspondent à un atome se propageant sur l'axe du jet atomique alors que les traits pleins correspondent à une moyenne sur l'ouverture angulaire du jet. a) Cas d'un miroir à atome avec $q_0\tau = \pi/2$ ($q_0 = 0.71$). b) Cas d'une séparatrice à atome avec $q_0\tau = \pi/4$ ($q_0 = 0.36$).

de largeur $e_0 = 20 \mu\text{m}$ et $e_1 = 12 \mu\text{m}$. De manière générale, on constate :

- les probabilités de diffraction sont maximales dans les deux cas au voisinage de la condition de Bragg.
- la dépendance en vitesse est de type Gaussienne bien que nettement asymétrique. L'amplitude de diffraction décroît moins vite pour les vitesses élevées que pour les vitesses faibles. Ceci s'explique par la dépendance de la probabilité de diffraction en fonction du paramètre τ inversement proportionnel à la vitesse.
- l'effet de la distribution angulaire du jet incident se traduit par une diminution globale de l'efficacité de diffraction et un élargissement de la courbe.

Concernant la probabilité de diffraction dans le cas d'un miroir, on constate que la probabilité de diffraction est maximale et vaut $\mathcal{P}_{\text{miroir}}(p = 1) = 0.86$ lorsque la condition de Bragg est exactement vérifiée, c'est à dire $v = u = 1065 \text{ m/s}$. Par contre, la probabilité de diffraction dans le cas d'une séparatrice est maximale $\mathcal{P}_{\text{sep}}(p = 1) = 0.45$ pour une vitesse légèrement plus faible $v = 990 \text{ m/s}$, alors que pour la vitesse $v = u$, la probabilité de diffraction est de $\mathcal{P}_{\text{sep}}(p = 1) = 0.43$. On comprend bien ce qui se passe dans le cas du miroir : l'efficacité de diffraction est maximale pour la classe de vitesse v pour laquelle la phase de Rabi ϕ_R vaut π pour l'incidence moyenne, ce qui est le cas pour $v = u$. Pour une séparatrice, le réglage $\phi_R = \pi/2$, pour $v = u$ mène bien à une efficacité de diffraction $\mathcal{P}_{\text{sep}}(p = 1) = 1/2\mathcal{P}_{\text{miroir}}(p = 1)$. Mais comme $\phi_R = 2q\tau$ et que $\tau \propto u/v$, les vitesses inférieures à u bénéficient d'une phase de Rabi $\phi_R > \pi/2$ et la probabilité de diffraction de la séparatrice est plus importante pour une vitesse v légèrement inférieure à u . Notons cependant que dans un interféromètre, si on utilise la sortie symétrique, l'onde atomique

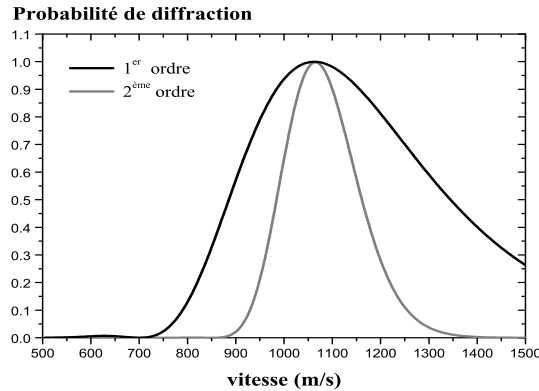


FIG. II.10 – Probabilités de diffraction en fonction de la vitesse en fonction de l'ordre p de diffraction. La configuration modélisée ici correspond à celle d'un miroir avec comme paramètre pour l'ordre $p = 1$ $q_0 = 0.71$ et l'ordre $p = 2$ $q_0 = 2.3$. Dans les deux cas $\tau = 2.18$.

est diffractée une première fois avec $P_{sep}(p = 1)$ et une autre fois avec $P_{sep}(p = 0)$, et donc la quantité importante est le produit de ces deux probabilités (si les ondes stationnaires 1 et 3 sont identiques). Ce produit est une fonction très plate de la vitesse et la modification de la distribution de vitesse par la diffraction est donc faible.

II.3.2.3 Sélectivité en vitesse en fonction de l'ordre de diffraction

Comme nous l'avons déjà noté via notre modèle analytique, la diffraction de Bragg est sélective en vitesse. Cette sélectivité est d'autant plus importante que le potentiel lumineux est petit. Ainsi, la diffraction de Bragg est plus sélective à l'ordre deux de diffraction qu'à l'ordre un. Ce comportement est illustré sur la figure II.10. Il est mis en évidence de manière expérimentale dans le cadre d'expériences en présence d'un gradient de champ magnétique. Ces expériences et leurs conclusions sont présentées dans l'article [21] dont le preprint est donné en annexe D.

II.3.2.4 Conclusion des simulations

Cette procédure permet de définir la probabilité de diffraction des atomes de vitesse v définie par $k = mv/\hbar$ et d'incidence θ définie par $\theta \sim \vec{k} \cdot \vec{z} / |\vec{k}|$ par une onde stationnaire. Par la suite, je ferai appel à ces résultats sous la forme d'une fonction de transmission t définie pour un réseau de diffraction G_i , un ordre de diffraction p , une vitesse incidente v et un angle d'incidence θ : $t_{G_i}(p, v, \theta)$. En répétant cette opération pour les trois ondes stationnaires, on modélisera de manière plus précise les signaux de l'interféromètre.

II.4 Diffraction d'atomes de lithium

II.4.1 Paramètres expérimentaux

Expérimentalement nous ajustons les valeurs des paramètres q et τ , en optimisant la puissance laser, le waist et l'écart à résonance de sorte à diffracter le plus d'atomes possible. Je donne ici les expressions de q et τ en fonction de nos paramètres expérimentaux. Dans ce paragraphe, je considère uniquement le cas du ${}^7\text{Li}$.

Expression de q :

La transition utilisée pour diffracter le ${}^7\text{Li}$ est la raie D_2 soit la transition de l'état fondamental ${}^2S_{1/2}$ vers l'état ${}^2P_{3/2}$. A cause de la structure fine et hyperfine de l'atome, le modèle atomique à deux niveaux n'est pas valable et le modèle apparaît plus complexe. Néanmoins, comme la structure hyperfine de l'état excité est petite devant les désaccords utilisés et que la polarisation des ondes laser est linéaire, on peut montrer que le potentiel V_0 est indépendant du sous niveau magnétique m_F du niveau hyperfin F de l'état fondamental. En ce qui concerne la dépendance du potentiel en fonction du niveau hyperfin F , elle est uniquement liée à la différence des désaccords pour chacun des sous niveaux hyperfins du niveau ${}^2S_{1/2}$. Ainsi, il est nécessaire de sommer leurs contributions.

Nous choisissons d'exprimer l'écart à résonance δ_L en s^{-1} à partir du niveau hyperfin $F = 1$ du niveau fondamental :

$$\delta_L = \omega_L - \frac{\mathcal{E}({}^2P_{3/2}) - \mathcal{E}({}^2S_{1/2}, F = 1)}{\hbar} \quad (\text{II.66})$$

Dans ce cas, l'écart à résonance entre un état hyperfin F de l'état fondamental et le niveau excité 2P_J est donné par :

$$\delta_L(F, J) = \delta_L + \left(\frac{3}{2} - J\right)\omega_{FS} + (F - 1)\omega_{HFS} \quad (\text{II.67})$$

où ω_{SF} et ω_{HSF} sont respectivement les pulsations de structure fine et hyperfine, qui dans notre cas valent : $\omega_{SF}/(2\pi) = 10.05$ GHz et $\omega_{HSF}/(2\pi) = 0.803$ GHz. Le potentiel d'interaction $V_0(F)$, pour un état hyperfin F du niveau fondamental ${}^2S_{1/2}$ est donné par :

$$V_0(F) = \frac{d_{SP}^2 E_0^2}{\hbar} \left[\frac{1}{9\delta_L(F, 1/2)} + \frac{2}{9\delta_L(F, 3/2)} \right] \quad (\text{II.68})$$

où d_{SP} est le dipole de transition ${}^2S \rightarrow {}^2P$, qui vaut $d_{SP} = (3.44572 \pm 0.00046) \times 10^{-19}$ C.m.

Dans le cas d'un profil transverse de champ électrique $E_0(z)$ de forme gaussienne, on peut relier E_0^2 à la puissance laser P_L et au waist du faisceau w_0 par :

$$E_0^2 = 4\mu_0 c \frac{P_L}{\pi w_0^2} \quad (\text{II.69})$$

Ainsi, le paramètre réduit $q(F)$ mesurant le potentiel d'interaction $V_0(F)$ s'exprime par :

$$q(F) = 1.143 \frac{P(\text{mW})}{w_0^2(\text{mm}^2)} \left[\frac{1}{2\delta_L(F, 1/2)(\text{GHz})} + \frac{1}{\delta_L(F, 3/2)(\text{GHz})} \right] \quad (\text{II.70})$$

Expression de τ :

Pour chaque expérience, nous mesurons le waist du faisceau laser à la sortie du laser à colorant, avant le télescope, à l'aide d'un analyseur de faisceau. Les waists dans les directions z et y sont alors mesurés. Typiquement ils sont de l'ordre de $w_{0z}(a.t.) \sim 1.46$ mm et $w_{0y}(a.t.) \sim 1.75$ mm.

Pour calculer le paramètre τ , à partir de l'expression II.54, nous avons besoin de connaître le waist du faisceau laser au niveau des miroirs M_i , $i = 1...3$. Or à cause de réglages imparfaits du télescope on ne peut être sûr de la valeur de ce paramètre. C'est pourquoi, par la suite j'utiliserai comme valeur du waist : $w_0 = 5 \times w_{0z}(a.t.)$, où 5 est le rapport des focales des lentilles utilisées pour créer le télescope. Cette valeur de waist est alors légèrement surestimée, mais demeure la même pour toutes les expériences de diffraction atomique et d'interférences dès lors que l'on se place au premier ordre de diffraction, puisque dans ce cas, le télescope et son réglage demeurent identiques.

Le paramètre τ s'exprime alors par :

$$\tau = \omega_{rec} \frac{w_0}{v} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \quad (\text{II.71})$$

II.4.2 Emission spontanée

Dès lors que la fréquence du laser s'approche de la résonance, la probabilité d'excitation résonnante augmente : l'atome qui a absorbé un photon de l'onde stationnaire a une probabilité plus grande de se désexciter par émission spontanée d'un photon. Ce processus transfère à l'atome une impulsion de module $\hbar k_L$ dans une direction aléatoire. Ce caractère aléatoire entraîne une forte perte de cohérence. Ce processus a été étudiée en détails par l'équipe de D. Pritchard [127,128], de J. Mlynek [126] et A. Zeilinger [129]. Il est donc nécessaire d'évaluer la probabilité d'émission spontanée dans les conditions expérimentales. Le taux instantané d'émission spontanée s'exprime comme le produit entre la probabilité d'être dans un état excité moyennée sur l'onde stationnaire et la probabilité d'émission spontanée par unité de temps Γ :

$$\mathcal{P}_{em.spont.} = \Gamma \int \left(\frac{\Omega(z)}{2\delta_L} \right)^2 dz = \left(\frac{\Omega}{2\delta_L} \right)^2 \Gamma t_{int} \quad (\text{II.72})$$

$$= \frac{q\Gamma\tau}{\delta_L} \quad (\text{II.73})$$

Ceci dans l'hypothèse de non saturation $\Omega(z)/(2\delta_L) \ll 1$.

On voit immédiatement que $\mathcal{P}_{em.spont.}$, tant que la probabilité d'être dans l'état excité est faible, est inversement proportionnel à δ_L^2 . Donc pour réduire cette probabilité d'émission spontanée, il suffit de s'éloigner suffisamment de la résonance. Comme le potentiel V_0 est inversement proportionnel à l'écart en fréquence et que la probabilité d'émission spontanée elle en dépend sous la forme δ_L^{-2} , il est possible de trouver une valeur suffisamment grande de δ_L telle que la diffraction soit efficace tout en gardant $\mathcal{P}_{em.spont.} \ll 1$. Expérimentalement l'écart à résonance pour la diffraction à l'ordre 1 se situe à environ 3 GHz dans le bleu de la résonance pour des paramètres : $q = 0.7$ et $\tau = 2.2$. Dans ces conditions

la probabilité d'émission spontanée représente seulement 0.3% pour un miroir à atomes. Notre hypothèse de négliger cet effet est donc vérifiée.

II.4.3 Profils de diffraction

Les premières expériences de diffraction atomique avec notre appareil datent des années 2000. Nous l'avons depuis expérimentalement étudiées pour plusieurs ordres de diffraction. Nous avons pu observer la diffraction de l'onde atomique jusqu'à l'ordre 4 [11]. Je ne présente ici que les techniques expérimentales que nous utilisons pour observer la diffraction, car j'y ferai régulièrement appel dans les chapitres qui suivent.

Profil en transmission :

Pour observer la diffraction d'un faisceau atomique par une onde stationnaire, la méthode la plus naturelle est de fixer l'orientation de l'onde stationnaire par rapport au faisceau atomique et de déplacer la position de la fente de détection F_D , comme illustré sur la figure II.11 a). La figure II.11 b) représente le profil de diffraction en transmission obtenu par diffraction du jet atomique par la première onde stationnaire en configuration de séparatrice. Le pic noté 0 correspond au faisceau direct, i.e. l'ordre non diffracté et le pic 1 représente l'intensité du signal diffracté. Les paramètres expérimentaux sont répertoriés dans la table II.1. La distance entre ces deux pics détermine la vitesse moyenne du jet atomique. Cependant cette méthode n'est pas précise puisque le balayage de la position de la fente de détection s'effectue manuellement à l'aide d'une translation Microcontrôle. C'est pourquoi nous privilégions le second type de profil qui lui est automatisé et donc plus précis.

Profil en pertes :

La deuxième méthode consiste à fixer la position de la fente de détection au centre du faisceau non diffracté et d'observer le signal de lithium en fonction de l'angle de rotation du miroir à onde stationnaire autour de l'axe \vec{y} . Lorsque le miroir tourne, l'angle d'incidence θ entre le jet atomique et l'onde stationnaire varie de sorte à satisfaire successivement la condition de diffraction de Bragg pour plusieurs ordres. Un schéma de principe est illustré sur la figure II.12 a). Les figures II.12b) et c) représentent respectivement le signal observé dans le cas de la diffraction à l'ordre 1 et -1 par une onde stationnaire dans la configuration b) d'un miroir et c) d'une séparatrice. Les conditions expérimentales correspondant à ces signaux sont répertoriées dans le tableau II.1. La diffraction du faisceau atomique apparaît en perte sur le faisceau non diffracté. Le premier pic correspond à un ordre de diffraction de $p = -1$, le second à $p = 1$. Ce type de profil permet de se rendre compte de l'efficacité de diffraction. Pour le miroir illustré par la figure II.12, l'efficacité est seulement de 68%. En effet comme on l'a vu, il n'est pas possible de diffracter tous les atomes du fait de leur dispersion en vitesse et de la distribution angulaire du faisceau atomique. L'efficacité de la séparatrice est alors de 32.5%. Cependant, le nombre d'atomes diffractés dans le cas de la séparatrice est environ égal à la moitié du nombre d'atomes diffractés dans le cas d'un miroir. Ceci correspond donc bien aux conditions expérimentales nécessaires à la

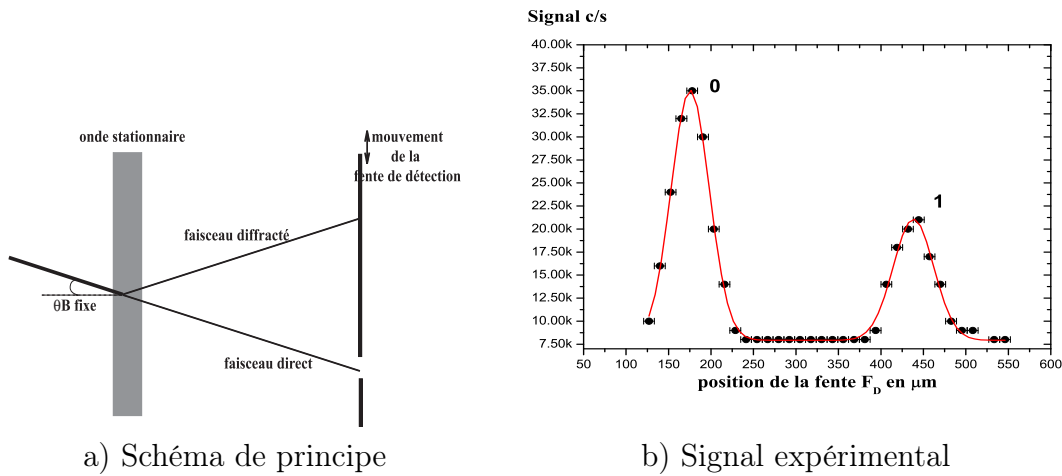


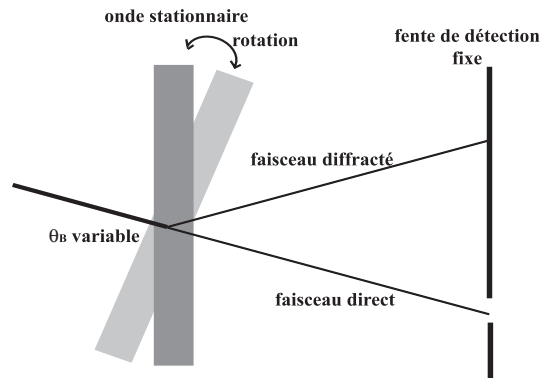
FIG. II.11 – Profil de diffraction par transmission au premier ordre de diffraction par la première onde stationnaire. En fixant l’angle de Bragg et en déplaçant la fente de détection, on observe successivement un pic noté 0 représentant le faisceau non diffracté et un pic noté 1 représentant le faisceau diffracté. Les intensités maximales des faisceaux non diffracté et diffracté, dans le cas d’une séparatrice, sont respectivement de 35000c/s et 21000c/s. Le signal de fond est de 7300c/s. Les paramètres de diffraction sont répertoriés dans le tableau II.1.

Onde Stat.	w_0 (a.t.)	$\delta_L/(2\pi)$	P_L (mW)	$e_1(\mu m)$	$e_D(\mu m)$	$q(F = 1)$	τ
miroir M_2	1.46	3.6	135	18	50	0.91	3.3
séparatrice M_1	1.46	3.6	70	18	50	0.47	3.3

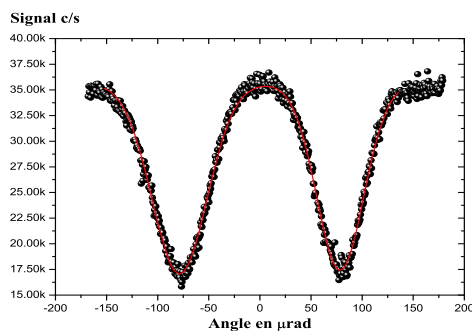
TAB. II.1 – Valeurs des paramètres expérimentaux utilisés lors de l’acquisition des profils de diffraction en transmission et en perte des figures II.11 et II.12.

construction d’un interféromètre.

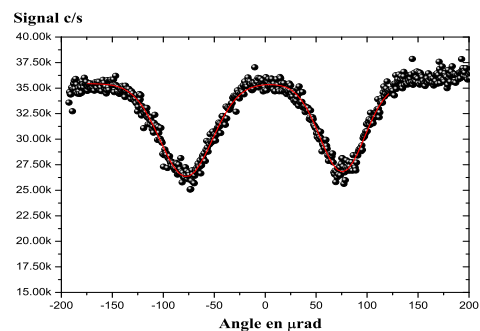
Par ailleurs, à partir d’une calibration de l’angle de rotation du miroir, on peut connaître précisément l’angle entre les pics de diffraction -1 et 1. Cet angle est une mesure directe de la vitesse moyenne des atomes diffractés par une des ondes stationnaires. Comme on l’a vu au paragraphe II.3.2, cette vitesse est différente suivant qu’il s’agisse d’une séparatrice ou d’un miroir à atome. La vitesse mesurée dans le cas d’une configuration de miroir est cependant très proche de celle donnée par la distribution en vitesse du jet supersonique de lithium. Dans la plupart des mesures qui suivent cette mesure est suffisante. Par contre, pour des mesures de précision nous devront tenir compte de cette différence.



a) Schema de principe



b) Signal pour un miroir



c) Signal pour une séparatrice

FIG. II.12 – Profil en perte de la diffraction au premier ordre par, la première onde stationnaire pour la configuration de séparatrice et par la deuxième onde stationnaire pour la configuration de miroir. En fixant la position de la fente de détection sur le faisceau direct et en tournant l'orientation de l'onde stationnaire par rapport au jet atomique incident, la diffraction apparaît en tant que perte de signal. Le signal de fond est de 7300 c/s et l'intensité maximale du faisceau non diffracté est de 35000 c/s. Le miroir diffracte donc 18500 c/s et la séparatrice 9000 c/s. Les conditions expérimentales de ces expériences sont données dans la table II.1

II.5 Conclusions

Dans ce chapitre j'ai présenté le principe de réalisation d'un miroir ou d'une séparatrice à atomes par une onde laser stationnaire quasi-résonnante.

Le modèle analytique présenté permet une bonne compréhension du processus de diffraction dans le régime de Bragg. Le modèle numérique permet une meilleure simulation du processus dans un cas réaliste. Je mets notamment en évidence la sélectivité de la diffraction en fonction de la distribution angulaire et en vitesse du jet atomique. On voit alors que la diffraction de Bragg affecte la distribution en vitesse du jet de lithium de manière différente pour un miroir ou une séparatrice. Cet aspect est mis en avant à cause de son importance pour déterminer la distribution en vitesse des atomes donnant naissance aux franges d'interférences.

Par ailleurs, nous avons vu que la diffraction de Bragg peut être un outil de caractérisation en vitesse. Néanmoins cette méthode n'est pas bien adaptée pour caractériser la distribution en vitesse du jet, puisqu'elle est inadéquate pour mesurer la largeur de la distribution en vitesse. Par contre, utilisée en configuration de miroir cette méthode est relativement précise pour mesurer la vitesse moyenne du jet atomique incident.

Chapitre III

INTERFÉROMÈTRE DE TYPE MACH ZEHNDER

La géométrie la plus communément utilisée pour les interféromètres à onde de matière est celle de l'interféromètre de Mach Zehnder. Après son développement dans le domaine de l'optique, ce type d'interféromètre a d'abord été adapté pour les rayons X par U. Bonse [180] en 1965 puis pour les neutrons en 1974 par H. Rauch [18] et enfin pour les ondes atomiques en 1991 par les équipes de D. Pritchard et de S. Chu [34,83]. Dans tous ces cas, la difficulté de créer des séparatrices et des miroirs a conduit à utiliser des réseaux de diffraction pour manipuler les ondes.

Les avantages de la géométrie de Mach Zehnder sont multiples : elle permet tout d'abord une séparation spatiale des faisceaux interférents et la symétrie de cet appareil fait que la différence de marche est nulle. Cette dernière propriété est très intéressante puisqu'elle permet de travailler avec des ondes polychromatiques, c'est à dire, dans le cas des ondes de matière, avec des particules dont la distribution en vitesse est assez large.

L'interféromètre de Toulouse a donc été construit en utilisant cette géométrie. Les réseaux de diffraction sont des réseaux de phase qui transmettent totalement le faisceau atomique en le diffractant élastiquement dans un nombre limité d'ordres de diffraction. Pour ces réseaux, nous utilisons la diffraction des atomes par une onde laser stationnaire quasi résonnante avec la première transition de résonance atomique. Si l'écart à résonance est suffisant, la probabilité d'émission spontanée est négligeable et le processus est parfaitement cohérent. Pour limiter à deux le nombre d'ordres de diffraction, nous nous plaçons dans le régime de Bragg, qui a été décrit dans le précédent chapitre. Cependant, ce processus est sélectif en vitesse ce qui réduit un peu la transmission des réseaux mais cette sélectivité n'affecte pas la visibilité des franges d'interférences.

La figure III.1 représente schématiquement la configuration de Mach Zehnder de notre interféromètre, formé de trois réseaux de diffraction formés par trois ondes laser stationnaires. Les réseaux G1 et G3 jouent le rôle des séparatrices alors que le réseau G2 joue le rôle de miroir. L'onde atomique incidente est diffractée par le réseau G1 en deux ondes notées par leurs ordres de diffraction 0 et p . Une séparatrice idéale produit des ondes de même amplitude. Ces ondes sont ensuite réfléchies par le second réseau G2 puis recombinaées par le dernier réseau G3. La superposition de ces deux faisceaux cohérents donne naissance à des interférences, qui se traduisent par le fait que l'onde atomique sortira par l'une ou l'autre sortie, en fonction du déphasage relatif des deux chemins. Ces deux sorties complémentaires sont notées 1 et 2 et la sortie 1 est symétrique car, si on suppose les réseaux G1 et G3 identiques, les deux faisceaux qui la constituent résultent de séquences

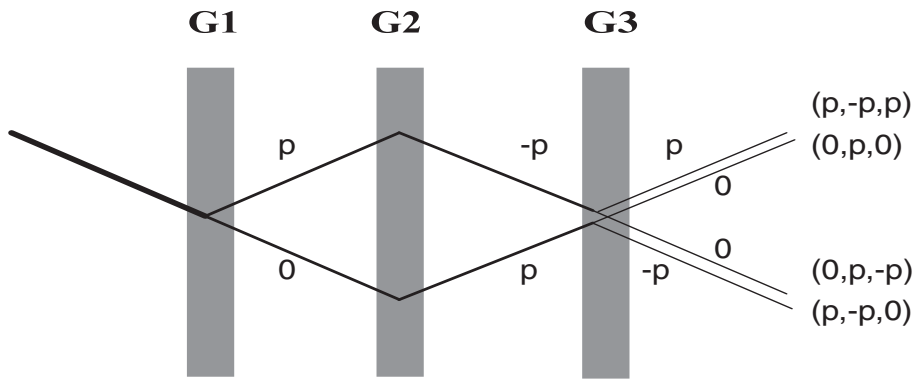


FIG. III.1 – Schéma de principe d'un interféromètre de Mach Zehnder à trois réseaux. Les atomes sont diffractés par le réseau G1 en deux faisceaux d'intensité égale correspondant à l'ordre 0 et à l'ordre p . Ces deux faisceaux sont ensuite réfléchis par le réseau G2, en subissant des diffractions d'ordre $-p$ et p respectivement. Ces deux faisceaux se rencontrent sur le réseau G3, qui les recombine en les diffractant dans les ordres 0 et p pour l'un, $-p$ et 0 pour l'autre. Les deux faisceaux de sortie portent des signaux d'interférences complémentaires.

symétriques de diffraction : $(0, p, -p)$ et $(p, -p, 0)$. La visibilité des interférences doit être égale à 100 % pour cette sortie puisque les deux amplitudes des ondes qui interfèrent sont égales. Pour la sortie 2, les séquences de diffraction sont différentes et l'on s'attend à une visibilité en général inférieure à 100 %.

Ce chapitre présente notre interféromètre d'un point de vue à la fois théorique et expérimental. La première partie est dédiée à la modélisation de notre appareil. Je présente une étude analytique simplifiée d'un interféromètre de type Mach Zehnder. J'explicite alors la forme du signal d'interférences ainsi que les conditions pour l'observer. Par la suite, j'expose les résultats d'une modélisation numérique dans le but de mieux rendre compte du comportement expérimental de l'interféromètre. Je mets notamment en évidence la perte d'intensité liée à la sélectivité de la diffraction de Bragg ainsi que l'effet sur la visibilité des franges. Cette approche nous permet de confirmer nos observations expérimentales et d'optimiser nos réglages. Dans une deuxième partie, j'aborde les aspects expérimentaux de notre interféromètre. Je décris notre mode opératoire et les signaux expérimentaux observés au cours de ma thèse. Je discute ensuite tout ce qui peut affecter les phases relatives des faisceaux qui interfèrent et je discute les effets de décohérence qui réduisent la visibilité des franges d'interférence. Enfin, j'étudie plus particulièrement le bruit de phase lié aux vibrations mécaniques du support de l'interféromètre [184, 185].

III.1 Modèle en ondes planes de l'interféromètre

On représente l'atome incident par une onde plane de vecteur d'onde \vec{k} :

$$\Psi_i(\vec{r}) = e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} \quad (\text{III.1})$$

Le réseau de diffraction est une structure périodique caractérisée par son vecteur réciproque \vec{k}_G , dont la norme est reliée à la période $a = \lambda_L/2$ du réseau. Le vecteur \vec{k}_G appartient au plan défini par le réseau et est perpendiculaire aux traits du réseau ; dans le cas d'une onde stationnaire laser, \vec{k}_G est tout simplement parallèle à la normale au miroir formant l'onde stationnaire. Lors du processus de diffraction, la conservation de l'énergie impose l'égalité entre les normes des vecteurs d'ondes incident et diffracté. Par ailleurs, la condition de conservation de l'impulsion impose une modification de la composante parallèle au plan du réseau du vecteur d'onde incident d'une quantité égale à p fois \vec{k}_G , où p est l'ordre de diffraction. Ainsi, l'onde diffractée à l'ordre p par le réseau G_j s'exprime par :

$$\Psi_d = \alpha_j(p) e^{i\vec{k} \cdot \vec{r} + ip\vec{k}_G \cdot (\vec{r} - \vec{r}_j)} \quad (\text{III.2})$$

où r_j représente la position d'un point de référence du réseau j et $\alpha_j(p)$ l'amplitude complexe de diffraction à l'ordre p par le réseau G_j . Elle est donnée par :

$$\alpha_j(p) = |\alpha_j(p)| e^{i\varphi_j(p)} \quad (\text{III.3})$$

La phase $\varphi_j(p)$ est la phase résultant du processus de diffraction. Elle a été décrite dans le cas de la diffraction à l'ordre 1 dans le régime de Bragg au chapitre précédent. Ces phases peuvent être assez importantes pour un processus de diffraction d'ordre élevé mais dans un appareil symétrique comme le Mach Zehnder, ces phases se compensent exactement si les réseaux G_1 et G_3 sont identiques. Dans ce cas, l'existence de ces phases ne provoque aucune perte de visibilité des franges d'interférences. Il semble donc raisonnable de les négliger, en particulier quand on utilise le premier ordre de diffraction, puisque alors ces phases sont petites et la compensation par symétrie doit les réduire très fortement.

Le signal d'interférences détecté à la sortie 1 est le résultat de la superposition cohérente de l'onde $\Psi_u(\vec{r})$ issue du chemin supérieur de l'interféromètre de séquence de diffraction ($p = +1, p = -1, p = 0$) et de l'onde $\Psi_l(\vec{r})$ issue du chemin inférieur de séquence ($p = 0, p = +1, p = -1$), comme représenté sur la figure III.1. Les amplitudes de ces ondes sont données à partir de l'équation III.2 par :

$$\Psi_u(\vec{r}) = \alpha_1(1)\alpha_2(-1)\alpha_3(0)e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} + \vec{k}_{G1} \cdot (\vec{r} - \vec{r}_1) - \vec{k}_{G2} \cdot (\vec{r} - \vec{r}_2))} = a_u e^{i\varphi_u} \quad (\text{III.4})$$

$$\Psi_l(\vec{r}) = \alpha_1(0)\alpha_2(1)\alpha_3(-1)e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} + \vec{k}_{G2} \cdot (\vec{r} - \vec{r}_2) - \vec{k}_{G3} \cdot (\vec{r} - \vec{r}_3))} = a_l e^{i\varphi_l} \quad (\text{III.5})$$

Comme je l'ai mentionné plus haut, on supposera par la suite que les amplitudes a_u et a_l sont réelles. Le signal d'interférences observé sur la sortie 1 est obtenu en intégrant l'intensité de l'onde globale sur la surface du détecteur :

$$I = \int d^2\vec{r} |\Psi_u + \Psi_l|^2 \quad (\text{III.6})$$

$$= \int d^2\vec{r} [a_u^2 + a_l^2 + 2a_u a_l \cos(\varphi_u - \varphi_l)] \quad (\text{III.7})$$

où la phase $(\varphi_u - \varphi_l)$ est donnée par :

$$\varphi_u - \varphi_l = \Delta \vec{k}_G \cdot \vec{r} + \psi \quad (\text{III.8})$$

avec

$$\Delta \vec{k}_G = (\vec{k}_{G1} + \vec{k}_{G3} - 2\vec{k}_{G2}) \quad (\text{III.9})$$

$$\psi = 2\vec{k}_{G2} \cdot \vec{r}_2 - \vec{k}_{G1} \cdot \vec{r}_1 - \vec{k}_{G3} \cdot \vec{r}_3 \quad (\text{III.10})$$

L'équation VI.14 fait apparaître deux termes. Le premier rend compte de la différence des vecteurs d'onde des deux ondes qui interfèrent. Ce terme dépend de la position sur le détecteur de sorte qu'il entraîne un brouillage des franges, s'il est non nul. C'est pourquoi une des conditions pour observer des interférences est de régler l'orientation des réseaux entre eux, c'est à dire l'orientation des miroirs formant les ondes stationnaires, pour faire en sorte que $\Delta \vec{k}_G = 0$. Le second terme ψ , lui, ne dépend que de la position des miroirs et est indépendant de la vitesse des atomes. Ainsi, ce terme peut varier sans amener une perte de visibilité. On exploite d'ailleurs cette propriété pour observer les franges d'interférence. En supposant que la condition $\Delta \vec{k}_G = 0$ est vérifiée, on peut exprimer le signal d'interférences sous une forme familière :

$$I = I_0[1 + \mathcal{V} \cos(\psi)] \quad (\text{III.11})$$

I_0 est l'intensité moyenne du signal, $I_0 = a_u^2 + a_l^2$, \mathcal{V} est la visibilité des franges d'interférences, $\mathcal{V} = 2a_u a_l / (a_u^2 + a_l^2)$, et enfin $\psi = k_G(2x_2 - x_1 - x_3)$ est la phase du signal d'interférences. Pour obtenir cette expression, on a supposé que les trois vecteurs \vec{k}_G sont parallèles à l'axe \vec{x} .

III.2 Modélisation numérique des signaux d'interférences

La figure III.2 présente un schéma de notre interféromètre. La source de l'onde atomique est un jet supersonique de lithium ensemencé dans l'argon. Ce jet est collimaté par deux fentes de collimation, S_0 de largeur $e_0 = 20 \mu\text{m}$ et S_1 de largeur $e_1 = 12 \mu\text{m}$. Cette onde est ensuite diffractée par les trois ondes stationnaires. Enfin, on sélectionne la sortie observée en positionnant la fente de détection S_D de largeur $e_D = 50 \mu\text{m}$ devant le détecteur à fil chaud.

Le calcul du paragraphe précédent décrit l'onde incidente comme une onde plane monochromatique. Or dans la réalité, l'onde incidente n'est ni monochromatique, ni plane. En effet, la source atomique présente une distribution de vitesse longitudinale avec une largeur totale à mi-hauteur égale à 20 – 30% de la vitesse moyenne. D'autre part, il nous faut décrire l'ensemble incohérent d'ondes émises par les divers points de la première fente de collimation S_0 et transmises par la deuxième fente de collimation S_1 . Une description sans approximation de la propagation atomique dans l'interféromètre devrait prendre en compte la diffraction par la fente S_1 de l'onde émise par un point de la première fente S_0 . Cette diffraction qui a été étudiée dans un article de notre équipe n'est pas tout à fait négligeable mais sa prise en compte est très complexe et nécessite des calculs numériques assez volumineux. Nous avons décidé de décrire la propagation atomique en utilisant des rayons atomiques qui interféreront sur le détecteur et de prendre pour amplitudes de diffraction d'un rayon l'amplitude de diffraction de l'onde plane dont le vecteur d'onde est

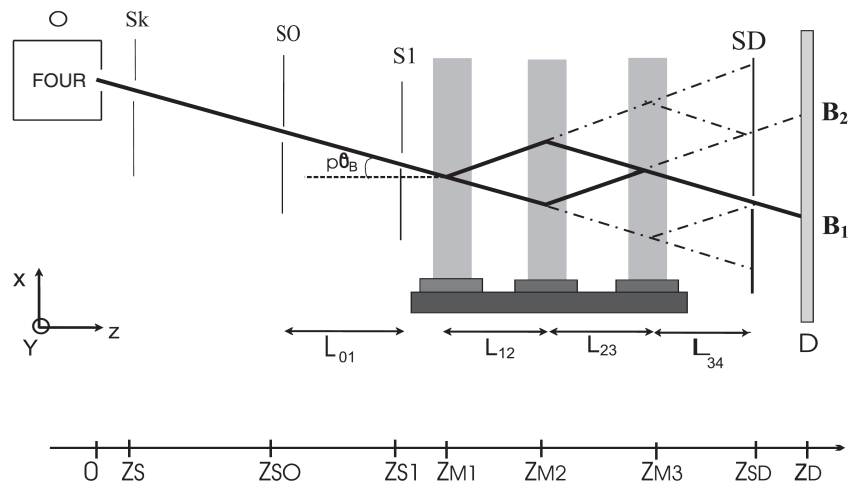


FIG. III.2 – Schéma de notre interféromètre de type Mach Zehnder. Nous avons représenté les divers éléments constitutifs de notre appareil en fonction de leur position suivant la direction z : le four de lithium avec la buse en $z = 0$, l'écorceur S_k en $z_S = 20$ mm, S_0 la première fente de collimation à $z_{S_0} = 485$ mm, S_1 la deuxième fente de collimation à $z_{S_1} = 1265$ mm, les miroirs M_j ($j = 1 - 3$) des ondes stationnaires respectivement à $z_{M_1} = 1415$ mm, $z_{M_2} = 2020$ mm, et $z_{M_3} = 2625$ mm. Les faisceaux B_1 et B_2 sont les deux sorties complémentaires de l'interféromètre. La fente de détection S_D est située à $z_{S_D} = 3025$ mm et le détecteur à fil chaud D à $z_D = 3375$ mm. Nous avons par ailleurs fait figurer les faisceaux parasites produits par diffraction par les trois réseaux en considérant uniquement les ordres de diffraction 0 et p , qui sont les seuls ordres intenses dans le régime de Bragg.

parallèle au rayon. Cette approximation, inspirée de l'optique, n'est pas tout à fait justifiée mais elle nous permet de réaliser une modélisation de notre interféromètre beaucoup plus réaliste que le modèle en ondes planes tout en restant assez simple.

Comme nous l'avons montré au chapitre précédent, la diffraction par une onde laser stationnaire dans le régime de Bragg sélectionne les atomes en fonction de leur vitesse et de leur angle d'incidence. Les figures III.3 a) et b) illustrent les modifications des trajectoires atomiques associées à la distribution de la vitesse initiale ou de l'angle d'incidence. La dépendance de l'angle de diffraction en fonction de la vitesse change la forme des rayons dans l'interféromètre. L'effet d'un changement d'incidence se traduit par une rotation globale de l'interféromètre autour du point d'incidence du rayon sur le premier réseau. On comprend aisément que la distribution de vitesse et la distribution d'angle d'incidence induisent un élargissement des faisceaux par rapport au cas idéal d'une vitesse initiale et d'un angle d'incidence parfaitement définis et ce modèle va nous permettre de calculer le signal en fonction de la position du détecteur. La donnée d'une position du détecteur détermine un

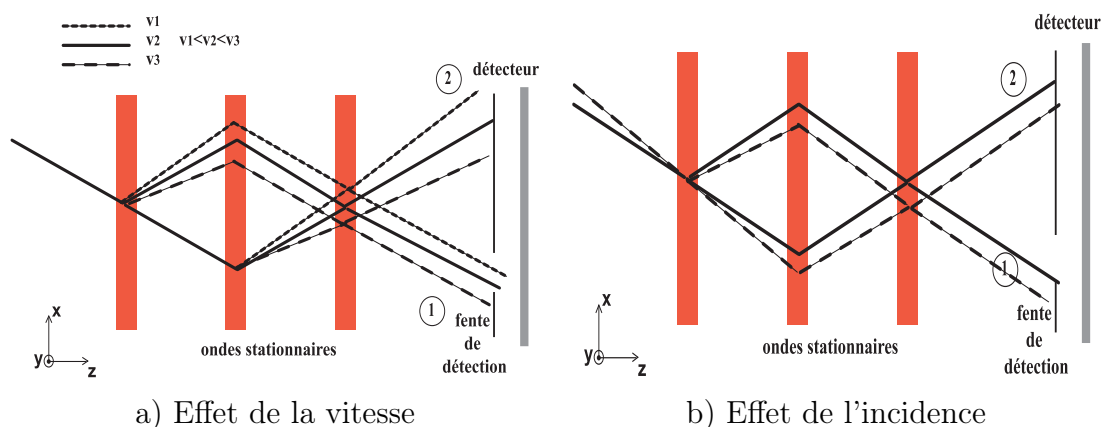


FIG. III.3 – Ces deux figures illustrent les chemins empruntés par des atomes ayant a) des vitesses différentes et b) une incidence variable. Lors du processus de diffraction, la séparation angulaire entre les faisceaux non diffracté et diffracté est donnée par deux fois l'angle de Bragg : $\theta_B = \lambda_{dB}/\lambda_L$, qui est inversement proportionnel à la vitesse v , ainsi, sur la figure a) $v_1 < v_2 < v_3$. Par ailleurs, si l'incidence des atomes sur la première onde stationnaire change légèrement, cela induit une rotation globale de l'interféromètre autour du point d'incidence comme illustré en b).

ensemble de chemins possibles à partir d'un point source. On calcule le signal associé à tous ces chemins puis on intègre le signal sur les points sources. Nous obtenons ainsi l'intensité moyenne et la visibilité des franges d'interférences en fonction de la position de la fente de détection.

La figure III.4 illustre notre méthode de simulation. Dans le cas usuel, nous considérons un seul isotope du lithium et nous admettons que les réseaux de diffraction sont optimisés pour cet isotope avec la vitesse moyenne et l'angle d'incidence moyen. Le principe du programme est de décrire pour chaque point source X_0 de la première fente de collimation un ensemble de trajectoires caractérisées par la vitesse v de l'atome et θ son incidence sur le premier réseau G_1 . On utilise la définition utilisée au chapitre II (voir la figure II.6.). La distribution de vitesse $P(v)$ est prise de forme gaussienne (équation II.59. du chapitre II.), la distribution des angles d'incidence $I(\theta)$ est une fonction trapézoïdale calculée à partir des largeurs des fentes de collimation (équations II.60-63 du chapitre II.). Le réseau G_j diffractant dans l'ordre p est décrit, pour un atome de vitesse v et d'incidence θ , par sa transmission en amplitude $t_j(p, v, \theta)$ calculée par le modèle numérique du chapitre II. Nous ne prenons en compte que les interférences entre les deux chemins arrivant sur la sortie 1 ou la sortie 2. C'est une excellente approximation de négliger les interférences des faisceaux parasites entre eux ou avec les sorties principales ainsi que les interférences des deux sorties principales entre elles : soit la différence de marche est trop grande, soit les faisceaux ont des vecteurs d'onde non parallèles. Les intensités de tous ces faisceaux sont sommées de manière incohérente dans le calcul de l'intensité détectée. Le signal d'interférences en un

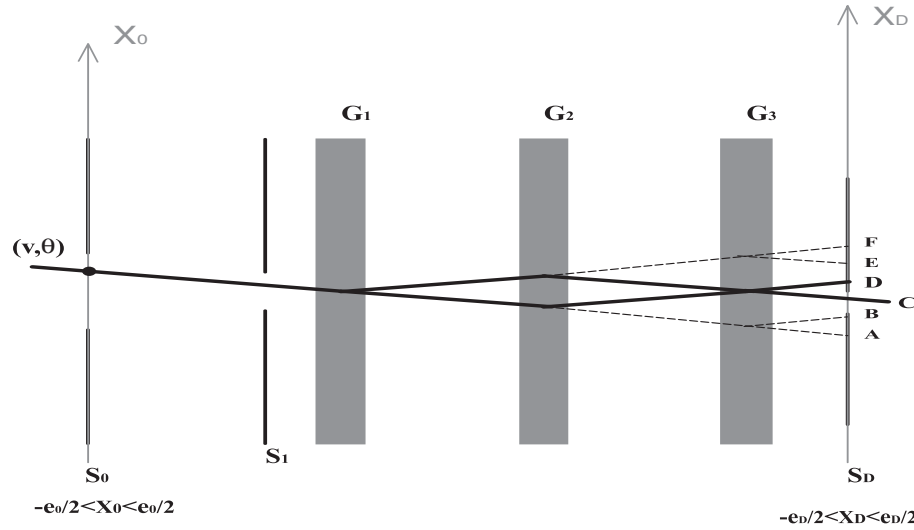


FIG. III.4 – Schéma illustrant le principe de notre modèle numérique où la propagation des atomes est traitée de manière classique par des rayons géométriques. Le première fente de collimation S_0 est une fente source décrite par la position d'un point source X_0 . A partir de ce point, partent des trajectoires nommées (v, θ) d'atomes de vitesse v et d'incidence θ . Ces atomes sont ensuite diffractés à trois reprises par les ondes stationnaires. La transmission du faisceau diffracté à l'ordre p par le réseau j est notée $t_j(p, v, \theta)$. Ces atomes sont ensuite détectés à condition qu'ils traversent la fente de détection S_D de largeur e_D , ce qui se produit si l'abscisse $X_c(v, \theta, X_0)$ du chemin c (avec $c \in [A..F]$) est bien à l'intérieur de la fente de détection S_D , à savoir : $-e_D/2 < X_c(v, \theta, X_0) < e_D/2$.

point X_D de la fente de détection s'écrit donc :

$$I(X_D) = \sum_{c \in [A..F]} \int P(v) dv I(\theta) d\theta S_c(v, \theta) \Xi [X_c(v, \theta, X_0) - X_D] dX_0 \quad (\text{III.12})$$

où c indique le chemin emprunté dans l'interféromètre. Ces chemins, qui sont indexés de A à F sur la figure III.4, correspondent aux deux sorties principales et aux quatre faisceaux parasites. $X_c(v, \theta, X_0)$ est l'abscisse à laquelle la trajectoire (v, θ) issue du point source X_0 atteint le plan de la fente de détection. La fonction Ξ vaut 1 si $|X_c(v, \theta, X_0) - X_D| < e_D/2$ et vaut 0 ailleurs c'est-à-dire que cette fonction sert à discriminer si la trajectoire passe ou pas à travers la fente de détection. Enfin $S_c(v, \theta)$ correspond au signal du chemin c issu de la trajectoire (v, θ) . Les signaux des faisceaux parasites s'écrivent :

$$S_A(v, \theta) = |t_{G1}(0, v, \theta)t_{G2}(0, v, \theta)t_{G3}(0, v, \theta)|^2 \quad (\text{III.13})$$

$$S_B(v, \theta) = |t_{G1}(0, v, \theta)t_{G2}(0, v, \theta)t_{G3}(p, v, \theta)|^2 \quad (\text{III.14})$$

$$S_E(v, \theta) = |t_{G1}(p, v, \theta)t_{G2}(0, v, \theta + 2\theta_B(v))t_{G3}(0, v, \theta + 2\theta_B(v))|^2 \quad (\text{III.15})$$

$$S_F(v, \theta) = |t_{G1}(p, v, \theta)t_{G2}(0, v, \theta + 2\theta_B(v))t_{G3}(-p, v, \theta + 2\theta_B(v))|^2 \quad (\text{III.16})$$

Les signaux des deux sorties C et D de l'interféromètre sont la somme cohérente des deux

chemins possibles :

$$S_C(v, \theta) = |a_u(v, \theta) + a_l(v, \theta)|^2 \quad (\text{III.17})$$

$$S_D(v, \theta) = |a_u(v, \theta) - a_l(v, \theta)|^2 \quad (\text{III.18})$$

$$(\text{III.19})$$

avec

$$a_u(v, \theta) = t_{G1}(p, v, \theta)t_{G2}(-p, v, \theta + 2\theta_B(v))t_{G3}(0, v, \theta)e^{i\varphi_u} \quad (\text{III.20})$$

$$a_l(v, \theta) = t_{G1}(0, v, \theta)t_{G2}(p, v, \theta)t_{G3}(-p, v, \theta + 2\theta_B(v))e^{i\varphi_l} \quad (\text{III.21})$$

III.2.1 Perte d'intensité liée à la sélectivité de la diffraction

L'intensité obtenue en balayant la position X_D du centre de la fente de détection est donnée par la figure III.5. En trait plein est représentée l'intensité du signal issu d'une onde plane de vitesse $v = u$ et d'incidence $\theta = 0$. Dans ce cas, seuls deux points du plan du détecteur reçoivent des rayons, correspondant aux sorties 1 et 2 et on observe un signal de forme rectangulaire d'intensité constante quand on déplace la fente de détection. La prise en compte des distributions de vitesse et d'angle d'incidence entraîne une chute de l'intensité maximale et un élargissement de chacun des six faisceaux. Ces comportements sont illustrés sur la figure III.5. La sélectivité de la diffraction de Bragg induit donc une perte d'intensité sur le signal détecté et on remarque de plus que les deux sorties de l'interféromètre ne sont pas parfaitement séparées quand on utilise une fente de détection de largeur $e_D = 50 \mu\text{m}$.

III.2.2 Effets sur la visibilité et l'intensité moyenne des franges

Ces calculs permettent d'étudier les variations de l'intensité moyenne du signal I_0 et de la visibilité \mathcal{V} des franges en fonction de la position du centre de la fente de détection. Les deux sorties de l'interféromètre sont complémentaires de sorte que le recouvrement que l'on peut voir sur la figure III.5 se traduit par une perte de visibilité et une intensité moyenne non nulle entre les deux sorties. Ces effets sont illustrés par les figures III.6 a) et III.6 b). Sur la partie a) de la figure III.6, on constate effectivement un minimum de l'intensité moyenne à mi-distance entre les deux sorties et ce minimum est d'autant moins marqué que la distribution en vitesse du jet incident est plus large. On a tracé pour comparaison le cas idéal (une seule vitesse et une seule incidence) qui produit deux profils rectangulaires bien séparés. L'effet du recouvrement entre les deux sorties est plus dramatique sur la visibilité. Sur la partie b) de la figure III.6, on constate une nette réduction de la visibilité dès lors que les deux sorties se recouvrent. Cette réduction est la conséquence de ce que le recouvrement mélange des faisceaux complémentaires qui portent des signaux en opposition de phase : lorsque l'interférence est constructive sur l'un des faisceaux, elle est destructive sur l'autre. La réduction de la visibilité augmente évidemment avec la largeur de la distribution de vitesse (donc quand S_{\parallel} diminue).

Ces simulations confirment que la collimation et la distribution de vitesse du jet atomique sont deux facteurs très importants pour l'optimisation du signal de l'interféromètre.

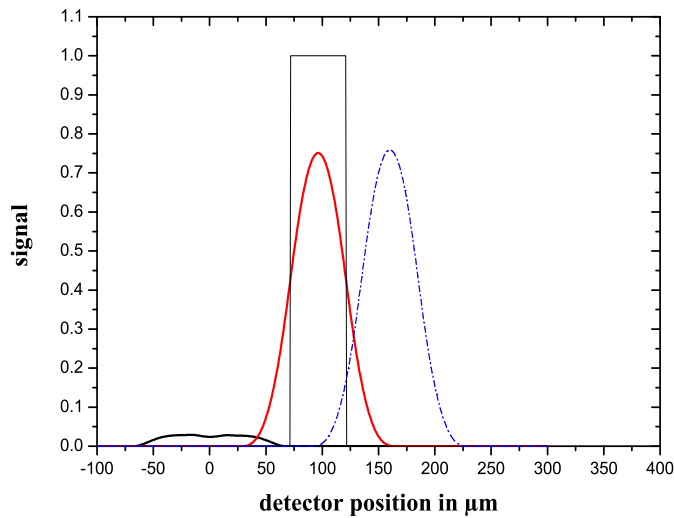


FIG. III.5 – Intensité transmise par l’interféromètre en fonction de la position du centre de la fente de détection. En trait plein gris est représentée l’intensité obtenue sur la sortie symétrique nommée 1. En trait pointillé est représentée l’intensité sur la sortie complémentaire. En traits pleins noirs, sont représentées les intensités des faisceaux parasites A et B. Le profil rectangulaire illustre la distribution en intensité du signal dans le cas idéal (une seule vitesse et une seule incidence). Les fentes de collimation sont réglées à $e_0 = 20 \mu\text{m}$ et $e_1 = 12 \mu\text{m}$, la fente de détection à $e_D = 50 \mu\text{m}$, le rapport de vitesse parallèle est pris à $S_{\parallel} = 8$.

Du fait de la sélectivité de la diffraction de Bragg, la transmission de l’interféromètre décroît quand ces distributions s’élargissent. Une conséquence encore plus importante est le recouvrement des deux faisceaux de sortie, recouvrement qui amène une perte de la visibilité maximale des franges d’interférences et une dépendance très rapide de cette visibilité avec la position de la fente de détection. Une étude expérimentale systématique de l’intensité des signaux I_0 et de visibilité \mathcal{V} des franges d’interférence a été réalisée par A. Miffre au cours de sa thèse [22]. Cette étude montre, tout comme la présente modélisation, qu’il faut faire un compromis entre l’optimisation de la visibilité et celle de l’intensité moyenne : optimiser la visibilité nécessite de mieux collimater le faisceau incident et de fermer la fente de détection, mais ces deux actions réduisent fortement l’intensité moyenne. D’autre part, nos simulations déterminent la visibilité maximale des signaux d’interférences dans le cas d’un appareil parfaitement réglé en fonction des paramètres ajustables (largeurs des fentes de collimation et de détection, rapport de vitesse parallèle) : on constate alors qu’une visibilité de $\mathcal{V} = 95\%$ devrait être accessible avec une fente de détection de largeur $e_D = 50 \mu\text{m}$ et une valeur encore plus élevée devrait l’être avec une fente de détection de largeur $e_D = 40 \mu\text{m}$.

Les performances de notre appareil sont déjà très bonnes puisque nous avons observé

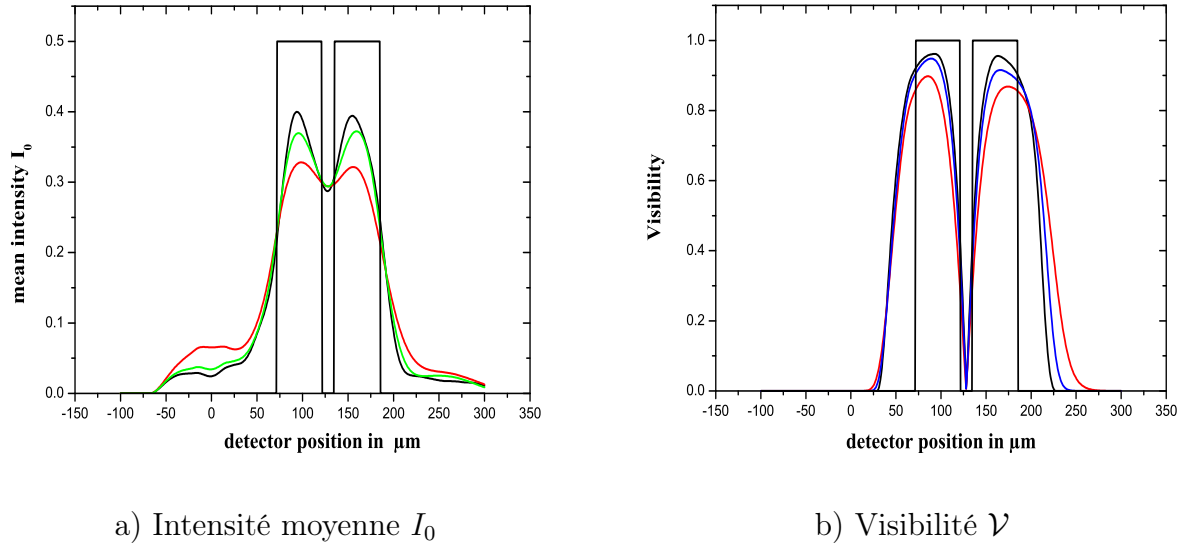


FIG. III.6 – Effet du recouvrement spatial des sorties de l'interféromètre en fonction de la position de la fente de détection. a) Effet du recouvrement des deux sorties complémentaires sur l'intensité moyenne I_0 du signal d'interférences. b) Effet sur la visibilité \mathcal{V} des franges d'interférences. Ces deux courbes sont représentées pour plusieurs distributions en vitesse du jet de lithium, pour une ouverture des fentes de collimation de $e_0 = 20 \mu\text{m}$ et de $e_1 = 12 \mu\text{m}$ et une ouverture de la fente de détection de $e_D = 50 \mu\text{m}$. De haut en bas sont représentées les courbes correspondant à des distributions de vitesse dont le rapport de vitesses parallèles est de : $S_{\parallel} = \infty$, $S_{\parallel} = 16$, et $S_{\parallel} = 8$. Plus la dispersion en vitesse est faible, moins l'effet de recouvrement se fait sentir.

des franges présentant une visibilité de $\mathcal{V} = 84.5\%$, en utilisant une fente de détection de largeur $e_D = 40 \mu\text{m}$ [11]. Pour expliquer la différence entre ce résultat et les prédictions de notre modélisation, il faut évaluer tous les effets de décohérence qui seront discutés dans la partie III.4 de ce chapitre.

III.3 Réglages de l'interféromètre et signaux observés

Dans ce paragraphe, je vais décrire la procédure de réglage de notre interféromètre et je présenterai quelques signaux. Une étude plus détaillée est présentée dans la thèse d'Alain Miffre [22] de sorte que je ne rappellerai ici que les caractéristiques essentielles de l'appareil.

III.3.1 Réalisation de l'interféromètre

Comme le montre figure III.2, la construction de l'interféromètre consiste en la réalisation de trois réseaux de diffraction formant une première séparatrice, un miroir et une deuxième séparatrice pour les ondes atomiques. Ces réseaux de diffraction sont réalisés

grâce à des ondes laser stationnaires quasi-résonnantes avec la première transition de résonance du lithium à 671 nm. Nous allons décrire cette procédure en détail dans le cas de l'utilisation du premier ordre de diffraction. Les paramètres utilisés dans le cas des ordres 2 et 3 seront présentés dans les commentaires de la figure III.8.

La diffraction dans le régime de Bragg impose une valeur du paramètre τ . Nous avons choisi une taille de faisceau $w_0 \approx 5 - 6$ mm ce qui correspond à $\tau \approx 3$ pour la vitesse moyenne des atomes $u = 1065$ m/s. On produit les trois faisceaux lasers en utilisant un seul télescope de grandissement voisin de 5 (voir la figure I.6. du chapitre I). Nous avons réglé ce télescope en observant le faisceau laser sur une distance de quelques mètres ce qui n'assure pas que le waist du faisceau soit effectivement au niveau des miroirs M_1, M_2, M_3 .

Le réglage de ces ondes stationnaires commence par celui du miroir à atomes. On optimise l'angle de Bragg, l'écart à résonance et la puissance laser de sorte à diffracter le maximum d'atomes de ${}^7\text{Li}$. Un exemple typique des paramètres de diffraction dans la configuration de miroir est de $P_L = 80$ mW, un waist de $w_0 = 4.8$ mm et un écart à résonance $\delta/(2\pi) = 2.8$ GHz (cet écart est toujours mesuré par la distance de la fréquence du laser à la fréquence de la raie $|{}^2S_{1/2}F = 1\rangle \rightarrow |{}^2P_{3/2}\rangle$ du ${}^7\text{Li}$). Pour optimiser le nombre d'atomes diffractés, nous mesurons l'intensité du faisceau direct (l'ordre 0 de diffraction) et nous maximisons la perte d'intensité due à la diffraction par le réseau G2, les deux autres ondes stationnaires étant éteintes.

En pratique, la probabilité de diffraction dans l'ordre 1 n'atteint jamais 100% et cela s'explique aisément. Le jet atomique se compose de 92.41% de ${}^7\text{Li}$ et de 7.59% de ${}^6\text{Li}$ et l'écart entre la fréquence du laser et la raie la plus proche du ${}^6\text{Li}$ (la raie D_2) est égal à 14 GHz, ce qui est trop grand pour que la probabilité de diffraction de cet isotope soit significative. De plus, même pour l'isotope dominant ${}^7\text{Li}$, la probabilité de diffraction n'atteint 100% que pour une seule vitesse, le niveau hyperfin et l'angle d'incidence étant fixés. La moyenne sur ces trois quantités amène donc à une réduction de la probabilité maximale de diffraction. Cependant, nous mesurons régulièrement une efficacité de diffraction voisine de 80%, pour un rapport de vitesses parallèles $S_{\parallel} \approx 8$, et une collimation par des fentes de largeur ($e_0 = 20 \mu\text{m}$ et $e_1 = 12 \mu\text{m}$). Cette efficacité tombe à moins de 70% pour un $S_{\parallel} = 6$ et des fentes de largeur ($e_0 = 20 \mu\text{m}$ et $e_1 = 18 \mu\text{m}$). Cette deuxième configuration donne une meilleure sensibilité de l'interféromètre.

Une fois les paramètres optimisés pour le réseau G2, on éteint le faisceau laser de G2 et on règle l'orientation des miroirs M_1 et M_3 des ondes stationnaires correspondant à G1 et G3 pour que l'angle entre l'onde stationnaire et le jet atomique soit égal à l'angle de Bragg. Puis on adapte la répartition de puissance entre les réseaux G1 et G3 de sorte à égaliser leur efficacité de diffraction. Tous les réglages sont réalisés avec une seule onde stationnaire laser à la fois.

Lorsque les trois ondes stationnaires sont optimisées, nous déplaçons la position de la fente de détection, initialement centrée sur le faisceau non diffracté (noté A sur la figure III.4), jusqu'à la sortie 1 de l'interféromètre (notée C sur la figure III.4), ce qui correspond à une translation de $\sim 100 \mu\text{m}$. On applique alors des rampes de tension triangulaires sur la cale piezo-électrique de la translation du miroir M_3 . Ce mouvement suivant la direction \vec{x} fait varier la phase ψ de l'équation III.10, ce qui fait défiler les franges d'interférences (une translation du miroir M_3 de 335 nm crée un déphasage de 2π et fait donc défiler une

frange d'interférence). Ce balayage est piloté par ordinateur : son amplitude et sa fréquence sont ajustées en fonction des besoins de l'expérience.

Dès que l'on observe des franges d'interférences, on cherche à améliorer leur visibilité en procédant au réglage des réseaux. Il faut d'abord réaliser la condition $\Delta k_G = 0$ donnée par l'équation III.9 et il suffit d'agir sur un seul des réseaux : nous faisons tourner légèrement le miroir M_2 autour de l'axe \vec{z} jusqu'à obtenir la meilleure visibilité. Enfin, il se peut que la distance L_{12} entre les réseaux G1 et G2 soit différente de la distance L_{23} entre G2 et G3 et la visibilité des franges diminue quand la différence $\Delta L = L_{12} - L_{23}$ s'écarte de la valeur nulle. Pour corriger ce défaut, nous avons placé le miroir qui sert à envoyer le faisceau laser sur le miroir M_1 sur une translation Microcontrôle, ce qui permet de faire varier la distance L_{12} jusqu'à optimisation de la visibilité qui doit correspondre à un $\Delta L = L_{23} - L_{12} = 0$. Une étude systématique de l'effet de ces réglages sur la visibilité des franges d'interférences est disponible dans un article de notre équipe publié en 2005 [11].

III.3.2 Signaux expérimentaux

Au cours de ma thèse, j'ai pu acquérir plusieurs types de signaux expérimentaux, que je vais présenter brièvement.

Acquisition et analyse des signaux :

L'acquisition des signaux d'interférences est automatisée grâce à un ordinateur qui applique une tension électrique en dents de scie sur la cale piézo-électrique régissant le mouvement de translation du miroir M_3 . Cette tension est discrétisée, entre les tensions minimale et maximale acceptables pour la cale piézo-électrique en un nombre de points choisi par l'opérateur. Chaque point correspond alors à un canal d'enregistrement noté n . L'expérimentateur peut alors choisir le laps de temps pendant lequel, le compteur d'événements compte le nombre d'impulsions issues du channeltron. Ce temps de comptage est habituellement égal à 0.1 s. Puis, une fois ce temps écoulé, la tension de la cale piézo-électrique est actualisée et l'on enregistre le signal correspondant à un nouveau canal. Chaque canal correspond à une position du miroir M_3 et donc à une phase différente des franges d'interférences. La phase du signal d'interférence serait une fonction linéaire du numéro de canal si le déplacement de la cale était une fonction linéaire de la tension appliquée mais l'hystérésis de la cale piézo-électrique introduit une assez forte non-linéarité de la conversion de la tension appliquée en déplacement. Nous tenons compte de cet effet en rajoutant un terme quadratique en n dans la dépendance de la phase avec le numéro de canal, et nous écrivons la phase ϕ sous la forme :

$$\phi = a + bn + cn^2 \quad (\text{III.22})$$

Le coefficient a représente la phase initiale du signal qui comprend éventuellement une phase à mesurer. Les coefficients b et c sont respectivement la pente et la correction de non linéarité.

Pendant l'acquisition du signal d'interférence atomique, nous enregistrons le signal provenant de l'interféromètre optique de Mach Zehnder à trois réseaux, qui est solidaire de l'interféromètre atomique (cet interféromètre a été décrit au chapitre I.) Ce signal a une

dépendance avec la position des trois miroirs M_1 , M_2 , M_3 tout à fait similaire à celle du signal atomique :

$$I_{opt} = I_{0,opt}[1 + \mathcal{V}_{opt}\cos(k_{opt}\Delta x)] \quad (\text{III.23})$$

Le vecteur d'onde du réseau est égal à $k_{opt} = 3.14 \times 10^5 \text{ m}^{-1}$ et $\Delta x = x_1 + x_3 - 2x_2$, où x_i mesure la position du miroir M_i . Le signal de cet appareil nous donne une mesure de cette combinaison des positions des trois miroirs. Il faut cependant choisir la valeur initiale de Δx pour que l'interféromètre optique soit proche de son point de sensibilité maximum si l'on veut avoir une bonne précision sur Δx .

Les signaux d'interférences produits par l'interféromètre atomique se présentent sous la forme :

$$I = I_B + I_0[1 + \mathcal{V}\cos(\phi)] \quad (\text{III.24})$$

où I_B est le signal de fond du détecteur en l'absence de jet de lithium, \mathcal{V} la visibilité des signaux, ϕ est la phase du signal qui est la somme de la phase ψ relative à la position des réseaux et de la phase ϕ_m à mesurer. Pour mesurer la visibilité et la phase des signaux d'interférences, nous réalisons un ajustement des points expérimentaux par la fonction définie par l'équation III.24.

Signaux expérimentaux

Pour un interféromètre réglé pour l'isotope ${}^7\text{Li}$ avec le premier ordre de diffraction, nous avons obtenu des signaux d'interférences avec une visibilité atteignant $\mathcal{V} = 84.5\%$. Ces résultats ont été obtenus à l'automne 2004, grâce à une compensation des gradients de champ magnétique résiduels et avec une fente de détection de largeur $e_D = 40 \mu\text{m}$. Les conditions expérimentales sont précisées dans le tableau III.1.

Dans des conditions analogues, nous observons de manière régulière des franges d'interférences présentant une visibilité supérieure à $\mathcal{V} = 70\%$ avec les mêmes fentes de collimation mais avec une fente de détection plus large, $e_D = 50 \mu\text{m}$.

Pour l'expérience de mesure de la polarisabilité électrique du ${}^7\text{Li}$ une visibilité de $\mathcal{V} = 84\%$ a été obtenue dans ces conditions de travail mais, pour optimiser la sensibilité en phase des mesures, nous avons ouvert la deuxième fente de collimation S_1 à $e_1 = 18 \mu\text{m}$ et nous avons augmenté aussi l'intensité du jet atomique en baissant la pression d'argon dans la source, ce qui induit une augmentation de la largeur de la distribution de vitesse.

Depuis le printemps 2006, la fente de collimation réglable S_1 présente de sévères dysfonctionnements qui font qu'actuellement sa largeur ne peut être réduite à moins de $e_1 = 18 \mu\text{m}$. N'ayant pas de fente de remplacement disponible dans l'immédiat nous avons choisi de travailler dans ces conditions avec $e_1 = 18 \mu\text{m}$, ce qui provoque une diminution notable de la visibilité qui vaut alors $\mathcal{V} = 60 - 70\%$. Les expériences de mesure de l'indice de réfraction des gaz ont été réalisées dans ces conditions.

Une faible collimation et une distribution de vitesse trop large entraînent une réduction de la transmission de l'interféromètre, qui passe d'une valeur égale à 100% pour un appareil idéal à une valeur plus faible, voisine de 80%, dans les conditions usuelles de travail. Une collimation encore plus faible réduit la transmission de 70% mais, pour l'essentiel, cette perte de transmission est due à des atomes non diffractés ou diffractés une seule fois et qui sortent sur les faisceaux parasites A et B : ces atomes ne sont pas gênants, car ces

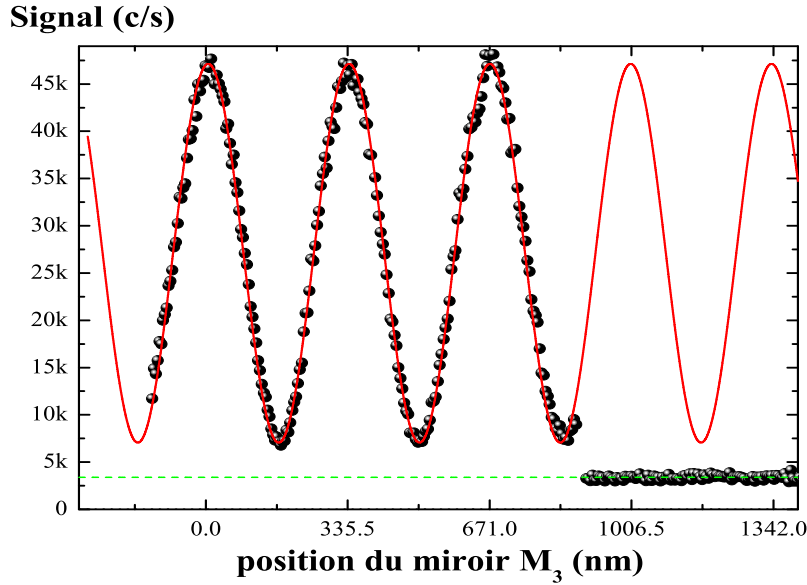
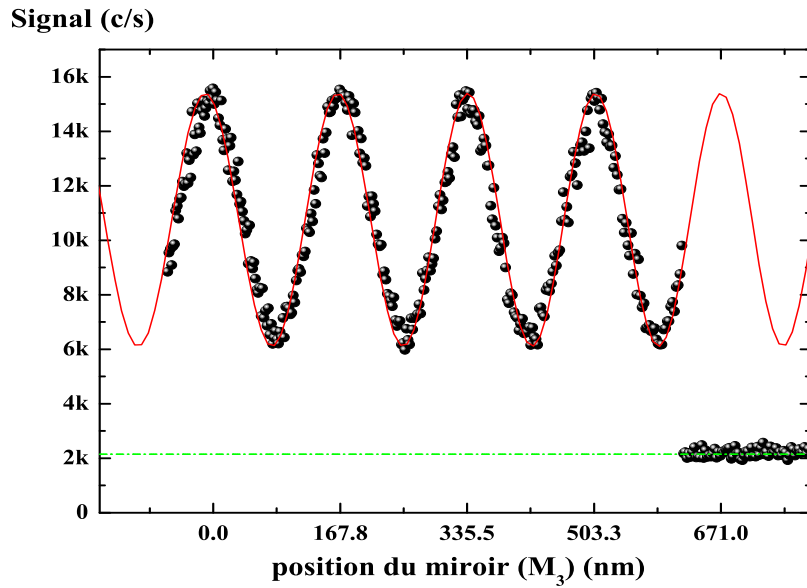


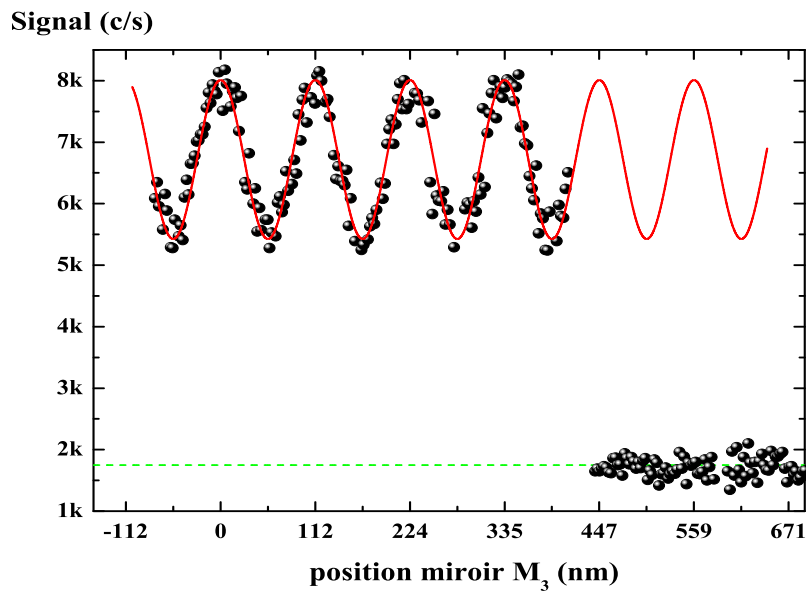
FIG. III.7 – Signal d’interférences du ${}^7\text{Li}$ à l’ordre 1 de diffraction obtenu en juillet 2004. Les franges présentent une visibilité élevée de $\mathcal{V} = 84.5\%$ et une intensité moyenne de $I_0 = 23710$ c/s. Ces signaux sont mesurés à la sortie symétrique de l’interféromètre (sortie 1). La période des franges correspond bien à un déplacement du miroir M_3 égal à $\lambda_L/2 = 335.5$ nm. Les conditions expérimentales concernant la diffraction et la collimation sont répertoriées dans la table III.1.

faisceaux contribuent très peu au niveau de la sortie 1 de l’interféromètre. De plus, une collimation réduite augmente sensiblement le signal détecté sur la sortie 1 et cette augmentation compense partiellement la perte de visibilité et la sensibilité des mesures reste bonne. Nous comptons résoudre ce problème bientôt, grâce à des séries de fentes de largeurs croissantes gravées dans le silicium par M. Le Dihan au laboratoire LAAS à Toulouse.

Par ailleurs, nous avons pu observer des franges d’interférences en utilisant les deuxième et troisième ordres de diffraction. Pour avoir une bonne probabilité de diffraction dans ces ordres, il faut utiliser une plus forte densité de puissance laser. La puissance du laser à colorant n’est pas suffisante pour créer cette densité de puissance et il nous faut changer les paramètres du faisceau laser : nous avons réduit l’écart à résonance à environ 2 GHz et nous avons diminué le waist du faisceau laser d’un facteur voisin de 2. Il a été ainsi possible d’observer des franges d’interférences en utilisant les deuxième et troisième ordres de diffraction. Les conditions expérimentales sont répertoriées dans la table III.2. Avec le deuxième ordre, nous obtenons régulièrement une visibilité des franges $\mathcal{V} \approx 45\%$. Une visibilité de $\mathcal{V} = 54\%$ a même été obtenue lors d’expériences avec compensation du gradient de champ magnétique [11]. De même, des interférences utilisant le troisième ordre ont été observées au printemps 2004, avec un écart à résonance du laser de 1.5 GHz. Ces franges



a) Franges d'interférences du 7Li à l'ordre 2 de diffraction : $\mathcal{V} = 54\%$ et $I_0 = 8150$ c/s



b) Franges d'interférences du 7Li à l'ordre 3 de diffraction : $\mathcal{V} = 26\%$ et $I_0 = 4870$ c/s

FIG. III.8 – Signaux d'interférences obtenus pour des ordres de diffraction $p = 2$ et $p = 3$. Ces signaux sont mesurés à la sortie symétrique de l'interféromètre (sortie 1). Le signal de fond est enregistré juste après les signaux d'interférences. La période des franges d'interférences correspond bien à un déplacement du miroir M_3 égal à $\lambda_L/(2p)$. Les conditions expérimentales concernant la diffraction et la collimation sont répertoriées dans la table III.2.

lithium 7 ordrel							
Date	I_0 (c/s)	\mathcal{V} (%)	w_0 (mm)	$\delta_L/(2\pi(GHz))$	$P_L(tot)(mW)$	e_1	e_D
juillet 2004 (a)	23710	84.5 ± 1	4.8	2.8	150	12	40
oct 2004 (b)	12650	84 ± 1	3.2	3.2	170	14	10
nov 2004 (b')	100000	62 ± 1	3.2	3.2	170	18	50
juillet 2006 (c)	14000	72 ± 1	5.4	3	280	18	50
juillet 2006 (d)	18500	67 ± 1	6.35	4.26	270	18	50

- a) expérience menée avec annulation des gradients magnétiques résiduels
- b) expérience réalisée en présence de la cellule de mesure de la polarisabilité
- b') expérience réalisée pour la mesure de polarisabilité
- c) expérience menée lors des mesures d'indices
- d) expérience réalisée en présence de la cellule de mesure d'indices

TAB. III.1 – Caractéristiques de quelques signaux d'interférences obtenus avec l'isotope ^7Li au cours de ma thèse.

présentaient une visibilité de $\mathcal{V} = 26\%$. Ces expériences sont décrites en détail dans [11]. La perte de visibilité en fonction de l'ordre de diffraction s'explique en particulier par la sensibilité au bruit de phase dû aux vibrations mécaniques et ce bruit de phase croît avec l'ordre de diffraction (voir le paragraphe III.5).

Le tableau III.1 rassemble les conditions expérimentales et les caractéristiques des signaux obtenus au cours de ma thèse en utilisant le lithium 7 et le premier ordre de diffraction. De manière générale, nous préférons travailler avec le premier ordre de diffraction car l'interféromètre présente une meilleure sensibilité en phase et une meilleure reproductibilité expérimentale. Il peut être intéressant de travailler au deuxième ordre de diffraction pour profiter d'une plus grande séparation entre les deux chemins atomiques et cette possibilité sera particulièrement intéressante avec des atomes plus rapides car la séparation des deux bras est inversement proportionnelle à la vitesse des atomes.

La sélectivité isotopique de la diffraction de Bragg a été exploitée pour construire un interféromètre avec l'isotope ^6Li , en utilisant son abondance naturelle, 7.59%, dans le jet de lithium. Nous avons adapté les paramètres de diffraction à cet isotope avec un laser décalé de 4 GHz vers le rouge de la transition D_1 de ^6Li . Nous avons observé des franges présentant une visibilité de $\mathcal{V} = 55\%$ pour une intensité moyenne $I_0 = 4240$ c/s. L'intensité moyenne observée est trop élevée pour n'être composé que d'atomes ^6Li et nous avons montré [21] que des signaux parasites de ^7Li contribuent à cette intensité moyenne mais très peu à la visibilité des franges.

III.3.3 Caractéristiques de l'interféromètre

L'interféromètre atomique est avant tout un appareil de mesure de phase. Je présente dans ce paragraphe la manière dont nous extrayons la phase d'un signal interférométrique.

lithium 7									
Date	ordre	I_0 (c/s)	\mathcal{V} (%)	w_0 (mm)	$\delta_L/(2\pi(GHz))$	$P_L(tot)(mW)$	e_1	e_D	
sept. 2004	2	20180	51 ± 1	1.8	3.1	460	14	50	
sept. 2004 a)	2	8150	54.0 ± 1	1.8	3.1	c)	14	60	
avril2004	3	4870	26.0 ± 1	2.9	1.1	300	12	40	

a) Expérience réalisée en l'absence de gradients de champ magnétique résiduels
c) valeur non mesurée ce jour là

TAB. III.2 – Conditions expérimentales d'obtention des franges d'interférences de 7Li à des ordres de diffraction élevés.

Puis, je caractérise la sensibilité en phase de notre appareil, sa dérive ainsi que les sources de décohérence et de bruit de phase.

III.3.3.1 Mesure de phase

Extraction des phases

Comme le montre l'équation III.24, le signal de franges d'interférences fait intervenir une phase ψ liée à la position relative des miroirs et une phase à mesurer ϕ_m . Deux méthodes de mesure sont envisageables. La première consiste à réaliser deux enregistrements successifs, en présence et en l'absence de l'interaction créant la phase à mesurer ϕ_m , puis de comparer les deux systèmes de franges. La deuxième méthode consiste à se placer au maximum de sensibilité de phase, quand le signal a une intensité $I_B + I_0$ et de cesser de balayer la phase ψ , en arrêtant le mouvement de translation de M_3 . L'application de l'interaction créant la phase à mesurer ϕ_m va induire alors un saut d'intensité.

Au cours de ma thèse, nous avons choisi la première méthode basée sur des enregistrements successifs. Ceci permet de s'assurer en permanence du bon fonctionnement de l'interféromètre et de repérer toute modification d'intensité due à un problème de laser ou de jet atomique.

Les deux méthodes seraient utilisables pour les mesures de polarisabilité mais la première méthode s'impose pour les mesures d'indices de réfraction des gaz car le gaz perturbe non seulement la phase mais aussi l'intensité moyenne et la visibilité des signaux d'interférences. Dans ce cas, pour comparer les deux signaux d'interférences atomiques enregistrés successivement, nous utilisons le signal issu du Mach Zehnder optique. Ce signal est évidemment insensible à l'interaction appliquée sur le jet atomique de sorte que sa phase est indépendante de l'application ou non de l'interaction. Nous choisissons alors une valeur du signal optique comme référence : cette valeur est atteinte pour un canal numéro n , canal qui est alors pris pour origine des signaux d'interférences atomiques. Nous fixons ainsi un zéro de phase qui nous sert à mesurer le déphasage dû à l'interaction.

Equipe	Siu Au Lee	D.Pritchard	M. Kasevich	Toulouse
Atome	Ne^*	Na	Cs	Li
Année	1995	1997	2000	2005
Ref	[84]	[9]	[94]	[133]
I_0 (c/s)	1500	200000	10^{11}	100000
\mathcal{V} (%)	62	17	30	62
$I_0\mathcal{V}^2$	576	5780	10^{10}	38440
σ_ϕ (mrad/ $\sqrt{\text{Hz}}$)	42	13	0.01	5

TAB. III.3 – Comparaison de la sensibilité en phase de quelques interféromètres atomiques. Cette table donne dans chaque cas l'intensité moyenne I_0 en c/s, la visibilité \mathcal{V} , le facteur de mérite $I_0\mathcal{V}^2$ qui traduit la sensibilité de l'appareil, et la sensibilité en phase dans l'hypothèse d'un bruit Poissonnien $\sigma_\phi = 1/\sqrt{I_0\mathcal{V}^2}$ en mrad/ $\sqrt{\text{Hz}}$.

Sensibilité

La sensibilité en phase de notre interféromètre dépend du rapport signal sur bruit des signaux d'interférences atomiques. Pour estimer cette sensibilité, nous nous plaçons à une intensité $I \sim (I_B + I_0)$, où la sensibilité en phase est maximale. La phase minimum mesurable ϕ_{min} est reliée au niveau de bruit B par :

$$\phi_{min} = B/[I_0\mathcal{V}] \quad (\text{III.25})$$

Nous prenons comme estimation du bruit B l'écart quadratique moyen entre les points expérimentaux et leur ajustement. Pour les franges de visibilité 84.5% et de flux 23710 c/s, le bruit mesuré est de $B = 610$ c/s, la plus petite phase détectable pendant le temps de comptage égal à 0.1 s est alors $\phi_{min} = 21$ mrad, ce qui correspond à une sensibilité en phase de 7 mrad/ $\sqrt{\text{Hz}}$. Pour des signaux légèrement moins contrastés et en considérant un signal acquis avec un balayage (donc avec une fraction du temps passé dans des zones où la sensibilité en phase est très faible), nous estimons que la sensibilité de notre interféromètre est typiquement de l'ordre de 25 mrad/ $\sqrt{\text{Hz}}$. La table III.3 regroupe les caractéristiques des signaux d'interférences obtenus par différentes équipes.

Dérive de phase

En enregistrant des signaux d'interférences sur une longue durée, nous avons alors pu observer la dérive de phase des signaux de l'interféromètre : la phase ψ est extrêmement sensible à la position relative des miroirs, puisque une variation $\Delta x = 53$ nm provoque un déphasage $\Delta\psi = 1$ rad. La dérive de phase de notre appareil, qui a été mesurée au cours de la mesure de polarisabilité, est représentée sur la partie a) de la figure III.9. La dérive est globalement linéaire, avec une vitesse de $d\psi/dt = 7.4 \pm 0.2$ mrad/min, et des oscillations d'amplitude 33 mrad se superposent à cette dérive. La température T du banc de l'interféromètre, mesurée avec une sonde à résistance de platine, et enregistrée en même temps est représentée sur la partie b) de la figure III.9 et présente également une variation linéaire en temps, avec une pente $dT/dt = 1.17 \times 10^{-3}$ K/min.

Nous avons vérifié que la dérive de phase observée provient bien de la variation de la température du banc de l'interféromètre. En effet, le support du miroir M_3 contient une

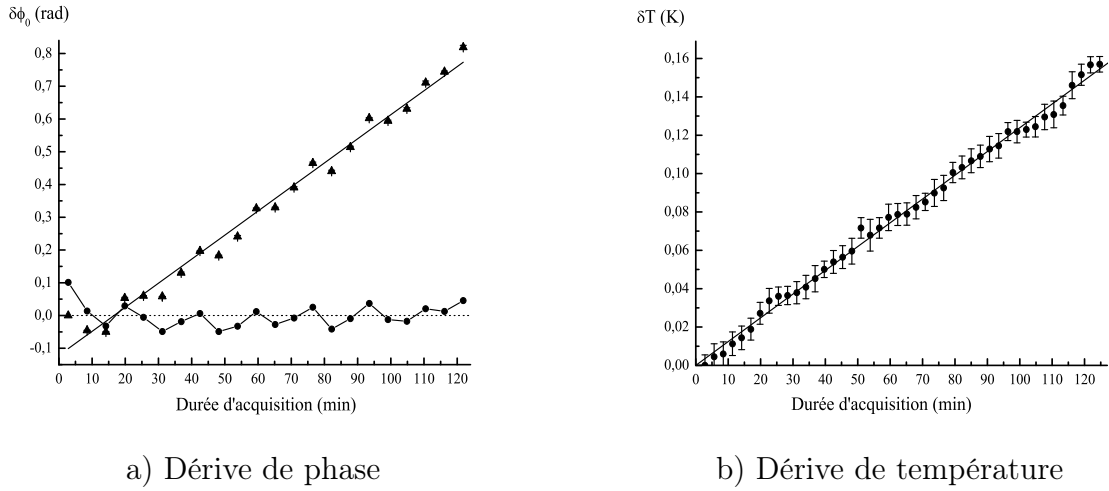


FIG. III.9 – Une dérive de phase de 7.4 ± 0.2 mrad/min a été observée en même temps qu'une dérive de température du banc de l'interféromètre de 1.17×10^{-3} K/min.

translation piézo-électrique qui n'a pas d'équivalent dans les supports des miroirs M_1 et M_2 . Cette cale piézo-électrique se dilate différemment du matériau (le dural) qui constitue le support des deux autres miroirs. Alors, en supposant le banc à l'équilibre thermique, une variation de température δT de l'ensemble provoque une variation de δx donnée par :

$$\delta x = x_1 - 2x_2 + x_3 \quad (\text{III.26})$$

$$= L_{piezo}(\lambda_{piezo} - \lambda_{dural})\delta T \quad (\text{III.27})$$

où $L_{piezo} = 9$ mm désigne la longueur du cristal piézo électrique, $\lambda_{piezo} = 3 \times 10^{-6}$ K $^{-1}$ et $\lambda_{dural} = 3 \times 10^{-5}$ K $^{-1}$ sont respectivement les coefficients de dilatation thermique du matériau piézo-électrique et du dural. On en déduit :

$$\frac{\delta x}{\delta T} = 2.43 \times 10^{-7} \text{ m/K} \quad (\text{III.28})$$

Avec $dT/dt = 1.17 \times 10^{-3}$ K/min, on prévoit une dérive de phase égale à :

$$\frac{\delta \psi}{\delta t} = k_G \frac{\delta x}{\delta T} \frac{\delta T}{\delta t} = 5.3 \text{ mrad/min} \quad (\text{III.29})$$

Cette valeur est en très bon accord avec la mesure, surtout si on considère les incertitudes sur les coefficients de dilatation et l'existence de possibles gradients thermiques dans le banc qui est de grande longueur. Il est donc raisonnable de penser que la dérive de phase de l'interféromètre est essentiellement due aux dérives de température. Nous n'avons actuellement pas d'interprétation satisfaisante pour les oscillations.

III.3.3.2 Processus induisant un bruit ou une distribution de phase

La cohérence d'une onde est une propriété fragile et une perte de cohérence se manifeste immédiatement par une réduction plus ou moins importante de la visibilité d'un signal d'interférences. L'objectif de ce paragraphe est de décrire les différentes sources possibles de décohérence et de bruit de phase dans notre interféromètre.

Dans notre interféromètre, plusieurs processus sont à l'origine d'un bruit de phase ou d'une distribution de phase et ces deux effets réduisent la visibilité des signaux d'interférences. Tout d'abord, les vibrations mécaniques du banc de l'interféromètre induisent un bruit sur la phase ψ qui est une fonction de la position des trois miroirs M_i . Ce bruit de phase contribue très largement à la réduction de la visibilité des franges d'interférences et je l'analyserai en détail au paragraphe suivant. Je ne vais parler ici que des effets créant des réductions de visibilité beaucoup plus faibles, de l'ordre de 1%. Je vais ainsi discuter la décohérence due à l'émission spontanée d'un photon durant la diffraction, la décohérence par collisions des atomes de l'onde avec le gaz résiduel, les effets des champs électriques ou magnétiques régnant dans l'interféromètre.

Processus de décohérence :

Le principe même d'un interféromètre est l'existence d'une superposition cohérente de divers états. La question de savoir ce qui arrive au signal d'interférence si on essaye de mesurer où est l'atome est la base du fameux débat entre N. Bohr et A. Einstein en 1927 au congrès de Solvay. La réponse à cette question est depuis claire : toute mesure de l'état dans lequel se trouve l'atome détruira au moins partiellement sa cohérence, c'est à dire sa capacité à interférer. Les deux processus que je décris dans ce paragraphe relèvent de ce principe.

Le premier processus de décohérence de ce type est l'émission spontanée d'un photon à l'intérieur de l'interféromètre. Lorsque la fonction d'onde de l'atome a une double localisation avec une séparation d grande devant la longueur d'onde du photon émis, l'émission du photon renseigne sur le chemin suivi et entraîne une décohérence très forte. Plusieurs expériences ont mis en évidence cet effet. [127–129, 182]. L'émission spontanée d'un photons réduit la visibilité du signal d'interférence selon [10] :

$$\frac{\mathcal{V}}{\mathcal{V}_0} = \frac{\sin(k_{\text{photon}}d)}{k_{\text{photon}}d} \quad (\text{III.30})$$

où d est la distance séparant les deux chemins de l'interféromètre, k_{photon} le vecteur d'onde du photon émis et \mathcal{V}_0 la visibilité du signal d'interférence en l'absence de processus d'émission spontanée.

Nous pouvons aisément appliquer cette formule pour ce qui se passe dans l'onde stationnaire formée sur le miroir M_2 mais nous n'essayerons pas de traiter ce qui se passe dans les ondes stationnaires formées sur les miroirs M_1 et M_3 car la définition de la distance d est loin d'être évidente. Pour l'onde stationnaire formée sur le miroir M_2 , la séparation entre les deux chemins est voisine de $d = 100 \mu\text{m}$ et la décohérence est totale pour les

ordre p	P_{M_2} (mW)	$\delta_L/(2\pi)$ (Gz)	w_0 (mm)	$P_{em.spont.}$ (%)
1	70	2.8	4.8	0.55
2	200	3.1	1.8	3.65
3	140	1.1	2.9	12.93

TAB. III.4 – Probabilité d'émission spontanée pour la traversée de l'onde stationnaire formée par le miroir M2 pour les expériences d'interférométrie décrites dans la table III.2. p est l'ordre de diffraction, P_{M_2} la puissance laser incidente sur le miroir M2, $\delta_L/(2\pi)$ le désaccord en fréquence et w_0 le waist du faisceau laser.

atomes ayant émis un photon. La probabilité de d'émission spontanée a été calculée au chapitre II et elle est donnée par :

$$P_{em.spont.} = q\tau \frac{\Gamma}{\delta_L} \quad (\text{III.31})$$

La table III.4 rappelle la puissance laser, l'écart à résonance et le waist utilisés dans nos expériences d'interférométrie pour les ordres de diffraction $p = 1 - 3$ et elle donne la probabilité d'émission spontanée calculée pendant la traversée de la deuxième onde stationnaire. Cette probabilité est très faible, $P_{em.spont.} = 0.55\%$ quand on utilise le premier ordre de diffraction et l'effet de décohérence doit être très petit. Le calcul exact de la perte de visibilité demanderait d'évaluer la probabilité de détection de l'atome ayant effectué une émission spontanée et ce calcul demande de prendre en compte la géométrie de l'expérience. On remarque que la probabilité d'émission spontanée augmente très rapidement quand utilise les ordres de diffraction $p = 2$ et 3 et, alors, la décohérence associée n'est plus du tout négligeable.

Le deuxième processus est la perte de cohérence par collisions entre un atome de l'onde et les particules du gaz résiduel présent dans l'enceinte à vide. Une telle collision entraîne un transfert d'impulsion qui est important pour la plupart d'entre elles et l'atome de lithium n'atteindra pas le détecteur. Cette idée simple se révèle essentiellement juste comme le montre l'expérience et l'analyse théorique effectuées par l'équipe de A. Cronin [186] avec leur interféromètre à sodium. Le résultat final est que les réductions d'intensité et de visibilité sont données par des lois très différentes :

$$\frac{\mathcal{V}}{\mathcal{V}_0} = \left\langle \frac{P_0}{P_{det}} \right\rangle \quad (\text{III.32})$$

$$\frac{I}{I_0} = \langle P_{det} \rangle \quad (\text{III.33})$$

Dans ces équations, P_0 est la probabilité d'un atome d'arriver au détecteur avec 0 collisions et P_{det} est la probabilité totale de détection, quel que soit le nombre de collisions subies. Enfin $\langle \rangle$ désigne la moyenne sur le trajet atomique dans l'interféromètre. Si le vide est suffisamment bon, la probabilité de subir plus d'une collision est faible et la perte de visibilité provient du fait que P_{det} est plus grand que P_0 à cause des atomes diffusés vers

l'avant avec un angle suffisamment faible pour ne pas rater le détecteur. Nous n'avons pas évalué cet effet directement : on peut l'estimer grossièrement en admettant que les mesures de A. Cronin sur le sodium s'appliquent au lithium (ceci est certainement pessimiste car la déflexion d'un atome de lithium par une collision sera plus forte que celle de l'atome de sodium), on prévoit une réduction relative de la visibilité de 2% pour la pression résiduelle mesurée voisine de 5×10^{-7} mbar. Notons au passage, que nous avons mesuré une atténuation proche de 10% du faisceau atomique quand on augmente la pression dans l'interféromètre de 0.9×10^{-6} mbar en introduisant de l'argon. Comme les considérations théoriques ci-dessus montrent que la réduction de la visibilité sont très faibles devant l'atténuation de l'intensité, il est raisonnable de penser que la réduction de visibilité est très faible, inférieure à 1%.

Une source potentielle de décohérence serait la présence éventuelle d'un point où le champ magnétique \vec{B} s'annule. Près de ce point, le champ magnétique tourne rapidement dans l'espace et la condition de suivi adiabatique peut ne plus être vérifiée. La projection m_F du moment cinétique atomique \vec{F} sur l'axe de quantification local parallèle au champ \vec{B} peut changer de valeur. La différence de phase acquise au cours de leur propagation par deux niveaux de m_F différents est donnée par :

$$\Delta\phi = \int g_f \mu_B \Delta m_F B ds / (\hbar v) \quad (\text{III.34})$$

Ces phases sont considérables dans notre expérience, de l'ordre de 10^3 rad pour $\Delta m_F = 1$ pour une distance de propagation de l'ordre du mètre avec $B = 4 \times 10^{-5}$ T. En présence d'un saut de valeur de m_F , cette phase affecterait le signal d'interférences et la distribution de vitesse entraînerait une très grande dispersion de phase, ce qui réduirait très fortement la visibilité des franges.

Bruit de phase :

Si l'interféromètre est insensible à la présence de champs électriques et magnétiques homogènes, il est sensible à des gradients de ces champs qui créent un déphasage entre les deux faisceaux atomiques par effet Stark ou Zeeman.

Une étude détaillée de l'application d'un champ électrique sur un des chemins atomiques est réalisée dans le chapitre IV consacré à la mesure de la polarisabilité électrique du lithium. Le déphasage lié à un champ électrique étant quadratique en champ, la présence simultanée d'un gradient de champ électrique et d'un champ électrique importants sont nécessaires pour créer un déphasage notable. Comme ce déphasage ne dépend pas du sous niveau F , m_F avec une excellente approximation, cet effet est totalement négligeable dans les champs électriques parasites régnant à l'intérieur de l'enceinte à vide de l'interféromètre et qui ne doivent sûrement pas notablement excéder 1 V/cm

Par effet Zeeman, la présence d'un champ magnétique lève la dégénérescence des sous niveaux hyperfins m_F et la présence d'un gradient provoque un déphasage entre les deux chemins atomiques et ce déphasage est une fonction du niveau hyperfin et de la vitesse. Comme le jet atomique de lithium n'est pas pompé optiquement dans un seul niveau F , m_F , les franges d'interférences de ces divers niveaux sont déphasées et ce déphasage entraîne une réduction de la visibilité des franges. Nous avons étudié cet effet avec soin en appliquant

Effet	Rotation Terre	∇E	∇B	Emission spont.	Collisions
$\mathcal{V}/\mathcal{V}_0$	0.1%	$\ll 0.1\%$	$\sim 1\%$	$\sim 0.5\%$	$\sim 1\%$

TAB. III.5 – Ordres de grandeurs de la réduction de la visibilité liée aux processus entraînant de la décohérence, du bruit ou de la dispersion de phase pour l'interféromètre réglé au premier ordre de diffraction.

un gradient de champ crée par une petite bobine proche des faisceaux atomiques et nos résultats sont présentés dans l'article [21] et la thèse [22]. En l'absence de gradient appliqué volontairement, il reste le gradient du champ terrestre perturbé par tous les composants ferromagnétiques du montage. Même si le support de l'enceinte est un bâti massif en acier, nous avons pris soin d'éviter au maximum de placer des composants ferromagnétiques près des faisceaux atomiques dans l'interféromètre et ces précautions sont efficaces. En effet, la réduction de visibilité due au gradient existant naturellement dans le montage est faible, de l'ordre de 1% en valeur relative. On peut en effet mesurer cette réduction car on peut compenser très simplement l'effet du gradient existant naturellement : alors qu'il serait très complexe d'annuler le gradient partout, on peut compenser un gradient d'un signe par un gradient de signe opposé appliqué, par exemple à un autre endroit. Quand on applique un faible gradient de champ, la visibilité mesurée passe donc par un maximum pour un des deux signes possibles du gradient appliqué et c'est pour cette valeur que l'on a compensé le gradient naturel.

Un récapitulatif des divers effets de réduction de visibilité est présenté dans la table III.5 pour la diffraction du premier ordre. La contribution des vibrations de l'interféromètre sera évaluée dans la prochaine partie.

III.4 Bruit de phase dû aux vibrations de l'interféromètre

Les interféromètres atomiques sont très sensibles aux effets inertiels [72,90–92] et sont à ce titre utilisés pour construire des accéléromètres et des gyromètres (pour une revue des mesures d'accélération ou de rotation par interférométrie atomique, voir l'article de revue [187]). L'inconvénient d'une telle sensibilité est la nécessité absolue de stabiliser au mieux l'appareil. En effet, les vibrations mécaniques des réseaux induisent un bruit de phase qui provoque une perte rapide de la visibilité des franges atomiques. Ce problème fut mis en évidence la première fois par l'équipe de D. Pritchard en 1991 qui fut obligée de recourir à un contrôle actif de la position de leurs réseaux de diffraction [10]. Ce type de problème dépend évidemment de la conception de l'interféromètre. Par exemple, dans le cas de la mesure de g par l'équipe de S. Chu en 1999 [99], il s'agissait de contrôler uniquement la position d'un seul miroir puisque les trois impulsions laser Raman se réfléchissent sur ce même miroir. Dans notre cas, le choix de travailler avec des atomes aux énergies thermiques impose de contrôler la position de trois réseaux qui sont souvent très séparés dans l'espace : la distance entre deux réseaux consécutifs est de $L = 0.605$ m pour notre interféromètre,

$L = 0.6$ m pour l'interféromètre de D. Pritchard [34], $L = 0.31$ m pour l'interféromètre de Siu Au Lee [8] et $L = 1$ m pour l'interféromètre de M. Kasevich [12].

Dans ce paragraphe, je vais étudier le bruit de phase induit par les vibrations mécaniques d'un interféromètre de type Mach Zehnder utilisant des atomes aux énergies thermiques. Je commencerai par rappeler les résultats classiques liés à la sensibilité d'un interféromètre de type Mach Zehnder aux effets inertiels. Ensuite, à partir d'un modèle simple du support de notre interféromètre, je mettrai en évidence l'importance relative des diverses fréquences et calculerai le bruit de phase ainsi induit. Je comparerai alors ces prédictions aux observations du bruit de phase de notre interféromètre [184,185]. Je conclurai ce paragraphe en discutant des différentes options possibles pour réduire davantage le bruit de phase de vibrations.

III.4.1 Sensibilité aux termes d'accélération et de rotation

La sensibilité d'un interféromètre de type Mach Zehnder aux effets inertiels est liée à l'existence de la phase de diffraction qui dépend de la position des miroirs $\psi = pk_G \Delta x$ avec $\Delta x = 2x_2 - x_1 - x_3$. Du fait de la faible longueur des paquets d'ondes atomiques, on peut définir l'instant de passage t_j d'un atome à travers le réseau G_j et dans une approximation semi-classique, on peut tenir compte des mouvements des réseaux en écrivant :

$$\psi = p k_G [2x_2(t_2) - x_1(t_1) - x_3(t_3)] \quad (\text{III.35})$$

où x_j est la position du miroir M_j au temps t_j . On peut simplifier cette équation en introduisant le temps de vol $T = L_{12}/v$ d'un atome de vitesse v entre deux réseaux consécutifs distants de L_{12} . En développant l'expression III.35 au deuxième ordre en T , nous obtenons :

$$\psi = \psi_{flexion} + \psi_{Sagnac} + \psi_{acc} \quad (\text{III.36})$$

avec

$$\psi_{flexion} = pk_G(2x_2(t_2) - x_1(t_2) - x_3(t_2)) = pk_G \delta(t_2) \quad (\text{III.37})$$

$$\psi_{Sagnac} = pk_G[v_{3x}(t_2) - v_{1x}(t_2)]T \quad (\text{III.38})$$

$$\psi_{acc} = -pk_G[a_{1x}(t_2) + a_{3x}(t_2)]T^2/2 \quad (\text{III.39})$$

On a noté $v_{jx}(t_2)$ et $a_{jx}(t_2)$ les composantes suivant \vec{x} de la vitesse et de l'accélération des miroirs par rapport à un référentiel galiléen. Le premier terme de l'équation III.36 correspond à la flexion instantanée de l'interféromètre calculée au temps t_2 où les atomes se trouvent au centre de l'interféromètre :

$$\psi_{flexion} = pk_G(2x_2(t_2) - x_1(t_2) - x_3(t_2)) \quad (\text{III.40})$$

Le second terme est associé à la rotation de l'interféromètre car la différence de vitesse $v_{3x}(t_2)$ et $v_{1x}(t_2)$ entre les deux extrémités du banc correspond à un mouvement de rotation. Cette phase s'exprime donc en fonction de la vitesse de rotation Ω_y du banc autour de l'axe

\vec{y} et de l'aire \mathcal{A} enclose par les deux chemins atomiques de l'interféromètre. Cette phase est due à l'effet Sagnac :

$$\psi_{Sagnac} = 4pk_L\Omega_y T L_{12} \quad (\text{III.41})$$

$$= 2m \frac{\mathcal{A}\Omega_y}{\hbar} \quad (\text{III.42})$$

Une contribution importante à cette phase est due à la rotation de la Terre sur elle même en un jour sidéral dont la durée est 23 heures 56 minutes et 4 secondes. A la latitude du laboratoire à Toulouse $\lambda = 43^\circ 33' 37''$, cette phase vaut $\psi_{Sagnac} = 644 \times u/v$ mrad où u est la vitesse atomique moyenne ($u = 1065.7$ m/s). Puisque cette phase dépend de la vitesse des atomes, la distribution de vitesse du jet atomique induit une dispersion de phase des signaux d'interférences qui entraîne une réduction de la visibilité des franges d'interférences. En supposant la distribution en vitesse du jet donnée par l'équation II.59, la visibilité est réduite par le facteur

$$\mathcal{V}/\mathcal{V}_0 = \exp[-\phi(u)^2/(4S_{\parallel}^2)] \quad (\text{III.43})$$

Cette expression est démontrée en annexe D de la thèse de A. Miffre [22]. Pour un rapport de vitesses parallèles de $S_{\parallel} = 8$, la réduction relative de la visibilité des franges est égale à 0.16% si on utilise le premier ordre de diffraction et elle atteindrait 1.5% avec le troisième ordre de diffraction, en supposant la même valeur du rapport de vitesses parallèles. Cet effet est donc très faible. Nous avons cependant pu mettre en évidence un effet lié à cette phase lors de l'analyse des mesures de polarisabilité (voir chapitre IV).

Enfin, le dernier terme décrit la sensibilité de l'appareil aux accélérations. Le déphasage induit s'exprime par :

$$\psi_{acc} = 2pk_L \frac{a_{1x} + a_{3x}}{2} T^2 \quad (\text{III.44})$$

Chacun de ces termes contribue de manière différente à la phase instantanée des franges d'interférences. Les vibrations mécaniques du support de l'interféromètre donnent alors à ces trois termes des valeurs fluctuantes qui se traduisent par un bruit de phase et nous allons montrer que ce bruit de phase est la principale source de décohérence de notre interféromètre. Dans les prochains paragraphes, je vais calculer ce bruit de phase en modélisant la dynamique du banc de l'interféromètre soumis au bruit sismique du laboratoire. Tous les calculs qui suivent dépendent de la vitesse v de l'atome et il faudrait donc moyenner les résultats sur la distribution en vitesse du jet donnée par l'équation II.59.. On simplifiera un peu ces calculs en évaluant les différents termes pour la vitesse atomique moyenne u .

III.4.2 Dynamique du banc de l'interféromètre

Il s'agit de relier les positions $x_j(t_j)$ des miroirs en supposant connues les propriétés mécaniques du banc de l'interféromètre et les vibrations des supports. On modélise le banc par une barre de longueur $2L$ suivant la direction \vec{z} qui peut vibrer uniquement dans la direction \vec{x} . La section dans le plan (\vec{x}, \vec{y}) est supposée invariante suivant z et elle est caractérisée par son aire $A = \int dx dy$ et son moment $I_y = \int x^2 dx dy$. Une représentation du

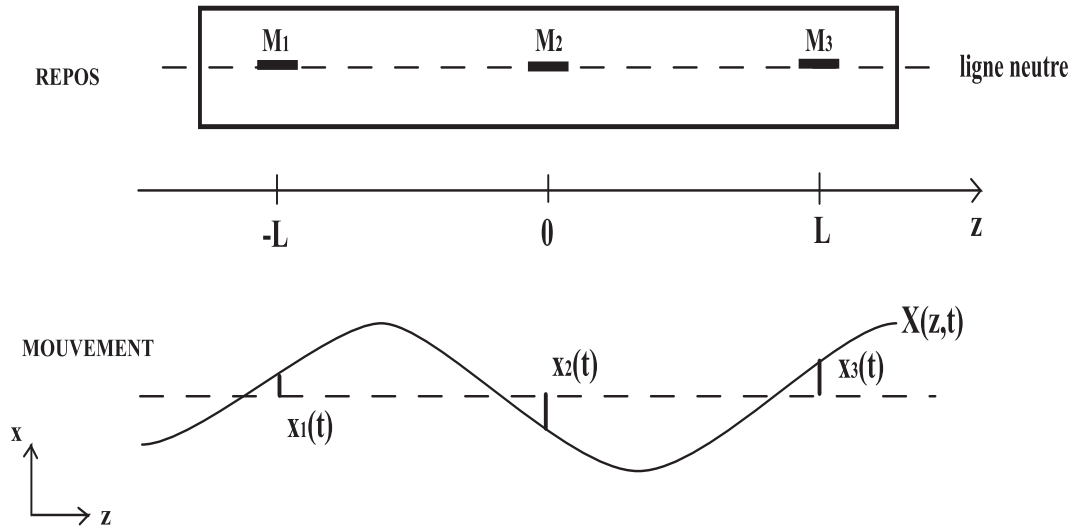


FIG. III.10 – Schéma illustrant les mouvements de vibration du banc de l'interféromètre. Le banc est décrit comme une barre de section constante dans le plan \vec{x}, \vec{y} et de longueur $2L$ suivant \vec{z} . On suppose que les miroirs M_j , $j = 1..3$ sont sur la ligne neutre et on déduira leurs positions $x_j(t)$ de la déformation $X(z, t)$ de la ligne neutre.

banc de l'interféromètre est donnée sur la figure III.10. Les caractéristiques du matériau sont sa densité ρ et son module d'Young E . On repère le mouvement de la ligne neutre de la barre dans un référentiel galiléen par la position $X(z, t)$. Selon la théorie de l'élasticité [188], cette position vérifie l'équation suivante :

$$\rho A \frac{\partial^2 X}{\partial t^2} = -EI_y \frac{\partial^4 X}{\partial z^4} \quad (\text{III.45})$$

Nous introduisons la transformée de Fourier $X(z, \omega)$ de la position $X(z, t)$, la solution générale de cette équation est de la forme :

$$X(z, \omega) = a \sin(\kappa z) + b \cos(\kappa z) + c \sinh(\kappa z) + d \cosh(\kappa z) \quad (\text{III.46})$$

La barre est couplée au laboratoire par les forces et les couples exercés par les supports en $z = \epsilon L$ ($\epsilon = \pm 1$). La composante $F_{x\epsilon}$ des forces suivant \vec{x} et la composante $M_{y\epsilon}$ des couples dans la direction \vec{y} sont reliées au dérivées seconde et troisième selon z de $X(z, t)$:

$$F_{x\epsilon} = -\epsilon EI_y \frac{\partial^3 X}{\partial z^3} (z = \epsilon L) \quad (\text{III.47})$$

$$M_{y\epsilon} = \epsilon EI_y \frac{\partial^2 X}{\partial z^2} (z = \epsilon L) \quad (\text{III.48})$$

L'une des extrémités du banc est supportée en seul point et le couple est alors nul. A l'autre extrémité, deux points assez proches soutiennent le banc. Le couple doit être assez faible mais nous ne savons pas comment le calculer. Il nous semble alors raisonnable de le prendre égal à zéro et de ne considérer uniquement que les forces de la forme :

$$F_{x\epsilon} = -\epsilon EI_y \frac{\partial^3 X}{\partial z^3} (z = \epsilon L) = -K [X(\epsilon L, t) - x_\epsilon(t)] - \mu \frac{\partial [X(\epsilon L, t) - x_\epsilon(t)]}{\partial t} \quad (\text{III.49})$$

où $x_\epsilon(t)$ représente les vibrations des supports, c'est à dire la position du support en $z = \epsilon L$ au temps t . La constante K est une constante de raideur qui traduit une force élastique proportionnelle au déplacement relatif. μ est un coefficient d'amortissement rendant compte d'une force d'amortissement proportionnelle à la vitesse relative du banc par rapport au support. La résolution de cette équation est donnée en annexe B où j'exprime les relations entre les coefficients a , b , c , d et $x_\epsilon(t)$ dont j'introduirai aussi la transformée de Fourier $x_\epsilon(\omega)$.

III.4.3 Expression du bruit de phase lié aux vibrations

La transformée de Fourier de la phase ψ donnée par l'équation III.35 s'exprime à l'aide des amplitudes $a(\omega)$ et $b(\omega)$:

$$\begin{aligned} \Psi(\omega) = & 4 p k_L \left[b(\omega) \left(1 - \cos(\kappa L_{12}) + (1 - \cosh(\kappa L_{12})) \frac{\cos(\kappa L)}{\cosh(\kappa L)} \right) \right. \\ & + i a(\omega) \left(\sin(\kappa L) + \sinh(\kappa L_{12}) \frac{\sin(\kappa L)}{\sinh(\kappa L)} \right) \sin(\omega T) \\ & \left. + b(\omega) \left(\cos(\kappa L_{12}) + \cosh(\kappa L_{12}) \frac{\cos(\kappa L)}{\cosh(\kappa L)} \right) (1 - \cos(\omega T)) \right] \quad (\text{III.50}) \end{aligned}$$

On reconnaît dans cette expression trois termes : la première ligne est le terme de flexion, la deuxième ligne représente l'effet Sagnac et enfin la dernière ligne correspond au terme d'accélération. Pour mieux s'en rendre compte, on peut simplifier cette équation en effectuant un développement en puissance de (ωT) et (κL) en supposant pour simplifier que $L = L_{12}$ (se référer à l'annexe B pour plus de détails) :

$$\Psi(\omega) \approx 2 p k_L \times \left[[x_+(\omega) - x_-(\omega)] \frac{3i\omega T}{3 - R} - [x_+(\omega) + x_-(\omega)] \frac{13.0(\omega/\omega_0)^2 + (\omega T)^2}{2(1 - R)} \right] \quad (\text{III.51})$$

Les paramètres ω_0 , ω_{osc} et Q_{osc} sont définis dans l'annexe B et décrivent respectivement la pulsation de la première résonance de flexion de la barre, la pulsation du mouvement d'oscillation sans rotation de la barre sous l'effet de sa suspension et le coefficient de qualité de cette oscillation. Enfin, $R = \omega^2 / [\omega_{osc}^2 - i(\omega_{osc}\omega/Q_{osc})]$. Cette équation n'a qu'une validité restreinte du fait des nombreuses approximations qui ont permis de l'obtenir. Néanmoins, elle permet d'avoir une vision claire des diverses contributions.

Le premier terme proportionnel à $[x_+(\omega) - x_-(\omega)]$ et au temps de vol T décrit l'effet de rotation de la barre dû aux mouvements en opposition de phase de ses deux extrémités. Ce terme est indépendant de la rigidité de la barre mais dépend de la suspension par le dénominateur $(3 - R)$ qui présente une résonance pour $\omega = \omega_{osc}\sqrt{3}$.

Le deuxième terme, est la somme d'un terme de flexion en $(\omega/\omega_0)^2$ et d'un terme d'accélération en $(\omega T)^2$. Ces deux termes dépendent de manière identique de la suspension de la barre à travers la première résonance pendulaire lorsque $R = 1$, i. e. pour $\omega = \omega_{osc}$. Le terme de flexion est d'autant plus petit que la barre est rigide, c'est à dire que la fréquence ω_0 est élevée.

III.4.4 Application au banc de l'interféromètre de Toulouse

Dans ce paragraphe, je vais décrire le banc qui supporte les trois miroirs constituant notre interféromètre. Je montrerai qu'à partir de sa caractérisation mécanique et de la mesure du bruit sismique du laboratoire, nous pouvons évaluer le bruit de phase dû aux vibrations de notre bâti.

Le banc de l'interféromètre :

Lorsque l'interféromètre de Toulouse a été construit, notre équipe était consciente de l'importance de diminuer au possible les vibrations des trois réseaux de l'interféromètre. Ce problème avait alors été souligné par les équipes de D. Pritchard [10, 34] et de Siu Au Lee [8, 84] qui ont utilisé des asservissements actifs pour lutter contre le terme de flexion instantanée $\delta(t)$. Notre équipe a cependant choisi de recourir à un système passif pour lutter contre ces vibrations. Pour cela, il a été décidé d'utiliser une barre aussi rigide que possible pour porter les miroirs de l'interféromètre. Ce support a été construit en dural à cause d'un rapport E/ρ élevé ($E = 72.4 \times 10^9 \text{ N/m}^2$, $\rho = 2.79 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$) aussi bon que celui de l'acier mais qui en évite ses inconvénients tels une densité élevée, un caractère ferromagnétique et les problèmes de corrosion. D'autre part, sa forme doit permettre un rapport I_y/A le plus important possible tout en conservant une structure ouverte pour permettre un bon pompage. C'est pourquoi on a choisi de former le banc par l'association d'une plaque épaisse et très large selon la direction \vec{y} pour avoir un moment d'inertie I_y élevé et d'une barre qui sert à porter les supports des miroirs. Le support du miroir M_2 a imposé de couper presque totalement cette barre en son milieu ce qui fait que la contribution de la barre à la rigidité est faible. Dans notre modélisation, nous avons calculé l'aire A en tenant compte des deux éléments, la plaque et la barre ($A \approx 1.49 \times 10^{-2} \text{ m}^2$) mais pour le moment d'inertie nous ne considérons que la plaque ($I_y \approx 3.3 \times 10^{-5} \text{ m}^4$). La longueur du banc dans la direction \vec{z} est de $2L = 1.4 \text{ m}$ soit un peu plus longue que deux fois la distance $L_{12} = 0.605 \text{ m}$ entre miroirs consécutifs. La figure III.11 illustre cette géométrie.

Au moment de la construction de l'interféromètre cette étude n'était pas encore faite de sorte que la suspension fut réalisée de manière très simple. Le banc en dural est supporté par trois vis de réglage, deux à une extrémité et la troisième à l'extrémité opposée de sorte à permettre un alignement. Ces trois vis reposent sur des blocs de caoutchouc de constante de raideur dans la direction transverse mal connue mais voisine d'après la documentation de $K = 10^6 \text{ N/m}$. La masse totale du banc étant de $\rho AL \approx 58 \text{ kg}$, on évalue la première fréquence d'oscillation à $\omega_{osc}/2\pi \approx 20 \text{ Hz}$ et celle de rotation à $\omega_{rot}/2\pi \approx 35 \text{ Hz}$. Nous n'avons ici pas considéré le couplage entre ces deux fréquences lié à une différence entre les constantes de raideur des deux extrémités du fait de l'incertitude sur la constante de raideur des blocs de caoutchouc.

Mesure de la flexion instantanée du banc de l'interféromètre :

Comme pour des travaux antérieurs [8, 10, 34, 79, 84, 189], nous mesurons la flexion instantanée du support par un interféromètre optique de type Mach Zehnder fixé sur les miroirs de l'interféromètre atomique. Cet interféromètre optique est réalisé à l'aide de réseaux de période 200 traits /mm de la firme Paton Hawksley et d'un laser hélium néon

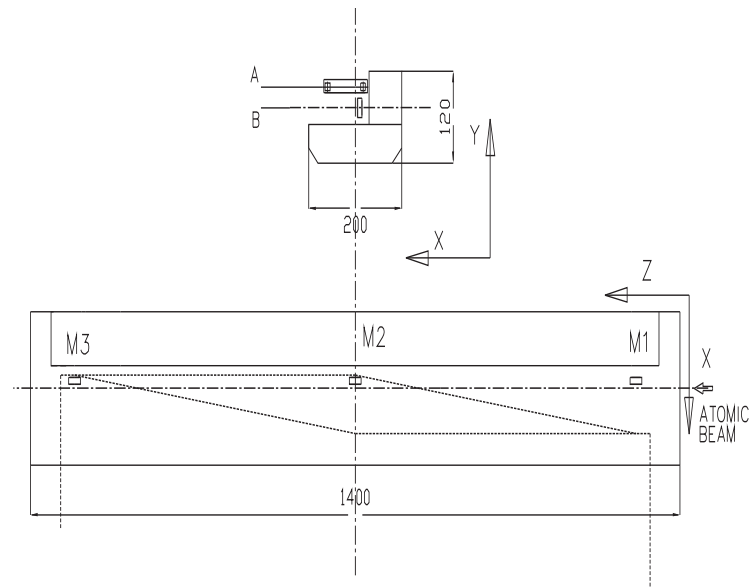


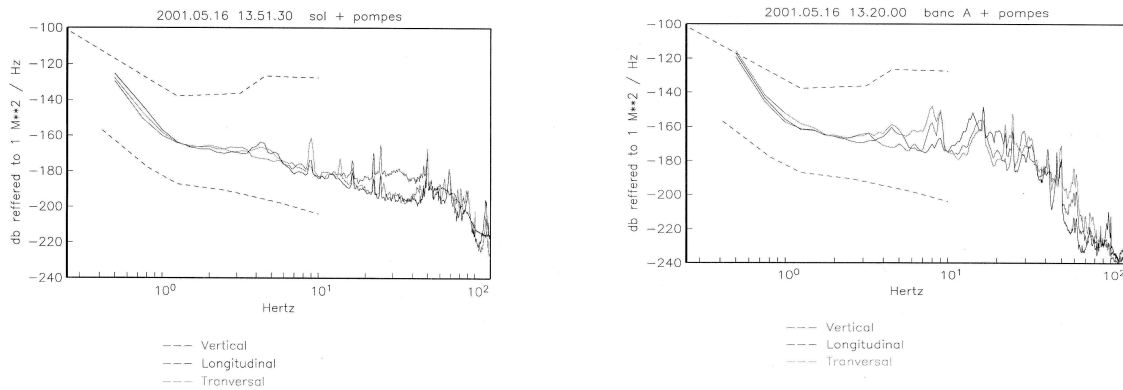
FIG. III.11 – Dessin technique représentant le banc de l'interféromètre. Le dessin supérieur représente une coupe du banc montrant les deux blocs qui le compose : une plaque épaisse et large dans la direction y ($200 \times 50 \text{ mm}^2$) et une barre ($70 \times 70 \text{ mm}^2$) qui sert à tenir les supports des trois miroirs. Les plans des interféromètres sont indiqués par A pour l'interféromètre optique et par B pour l'interféromètre atomique. Le dessin du bas représente une vue de dessus du banc. On peut voir la position des trois miroirs M_j , $j=1..3$, la position du jet atomique et la position des faisceaux laser du Mach Zehnder optique.

à 633 nm. La phase du signal issu de l'interféromètre optique est similaire à celle donnée par l'équation III.35 :

$$\psi = pk_G \delta(t) \quad (\text{III.52})$$

Dans le cas de la lumière, T est négligeable et seul le terme instantané a été conservé. Le vecteur d'onde du réseau vaut $k_G = 2\pi/a = 3.14 \times 10^5 \text{ m}^{-1}$ et nous utilisons l'ordre $p = 1$.

Grâce à cet interféromètre optique nous pouvons mesurer l'excitation du banc par son environnement. On peut alors déduire à partir de l'enregistrement du bruit sur ce signal, une valeur maximale des vibrations liées à la flexion : $\sqrt{\langle \delta(t)^2 \rangle} < 3 \text{ nm}$. Cette valeur est légèrement au dessus des bruits dus au laser et à l'électronique. Nous avons enregistré le spectre de ce signal en espérant y trouver des informations sur les fréquences propres du banc et de sa suspension. Le signal était cependant trop faible pour les fournir de manière fiable. Nous avons donc réalisé le spectre des vibrations du banc dans la direction \vec{x} en excitant celles-ci à l'aide d'un haut parleur fixé sur le banc à proximité de son centre. Nous avons alors appliqué une tension sinusoïdale d'amplitude constante sur le haut parleur et détecté avec une détection synchrone le signal de l'interféromètre optique. Nous avons observé une première résonance intense pour une fréquence de $\omega_0/(2\pi) = 460.4 \text{ Hz}$ avec un facteur de qualité de $Q \sim 60$. Une seconde résonance environ trente fois moins intense a aussi été enregistrée pour une fréquence de $\omega_1/(2\pi) = 1375 \text{ Hz}$. Les calculs développés



a) Spectre au niveau du sol

b) Spectre au niveau du bâti

FIG. III.12 – Spectres mesurés du bruit sismique $10 \log (|x_\epsilon(\nu)|^2)$ où $|x_\epsilon(\nu)|^2$ est en m^2/Hz suivant les trois directions de l'espace au niveau du sol et au niveau du bâti supportant l'interféromètre.

dans l'annexe B prouvent qu'il s'agit des deux premières résonances de flexion du banc. Nous n'avons pas observé une signature claire des oscillations pendulaires sur ce signal optique, certainement parce que le niveau d'excitation et la sensibilité de détection sont très faibles. Nous comptons mettre en évidence ces oscillations, dans un futur proche, à l'aide de sismomètres.

Mesure du bruit sismique du laboratoire :

Pour évaluer le bruit de phase induit par les vibrations du banc de l'interféromètre, nous avons besoin de connaître le spectre en fréquence du bruit sismique qui provoque l'excitation du banc. Nous utilisons un enregistrement du bruit sismique dans notre salle réalisé avant que l'interféromètre ne donne ses premières franges. Nous estimons cependant que cet enregistrement donne une bonne estimation du bruit actuel. La figure III.12 représente les enregistrements réalisés l'un au niveau du sol et l'autre sur le bâti qui porte le système à vide de l'interféromètre. Lors de ces enregistrements, les pompes primaires étaient en marche mais les pompes secondaires et leur circuit de refroidissement étaient à l'arrêt. La majorité des pics avec des fréquences comprises entre 8 et 60 Hz présents sur le spectre du bâti sont absents du spectre au sol. Ces fréquences de résonance sont donc liées uniquement au bâti supportant notre appareil. Pour l'analyse qui suit nous avons remplacé ce spectre par un spectre lisse au niveau du sommet des pics. En effet, on peut supposer que les modifications de structures réalisées depuis l'enregistrement de ces spectres ont légèrement déplacé la position de ces pics. C'est pourquoi nous avons préféré lisser ce spectre. De plus, nous avons étendu le spectre pour des fréquences plus élevées comprises entre $10^2 < \nu < 10^3 \text{ Hz}$ où nous avons supposé le bruit constant. La figure III.13 représente le spectre $|x_\epsilon(\nu)|^2$ du bruit sismique en traits discontinus, utilisé dans nos calculs.

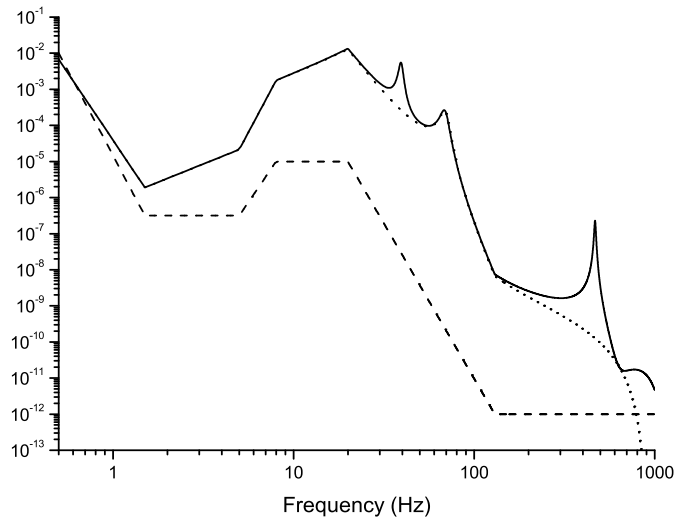


FIG. III.13 – Spectres calculés du bruit de phase $|\Phi(\nu)/p|^2$ en trait plein et $|\Phi_{Sagnac}(\nu)/p|^2$ en traits pointillés, exprimés dans les deux cas en rad^2/Hz en fonction de la fréquence ν en Hz. Le spectre du bruit sismique $|x_\epsilon|^2$ en m^2/Hz que nous avons utilisé pour les calculs est représenté en traits discontinus après multiplication par un facteur 10^{10} .

Simulation du bruit de phase induit par le bruit sismique :

A partir de ce bruit sismique nous avons pu modéliser le spectre en fréquence de la phase induite par les vibrations du banc de l'interféromètre. Nous avons calculé, à partir de l'équation III.50 le spectre de la phase $|\Phi(\nu)/p|^2$. Par ailleurs, nous avons aussi calculé la contribution du terme Sagnac seul en ne gardant de l'équation III.50 que le terme proportionnel à l'amplitude a , comme illustré sur la figure III.13. Clairement, la phase liée à l'effet Sagnac domine partout, excepté autour de la fréquence d'oscillation pendulaire en phase, et autour de la fréquence de flexion. La contribution de l'oscillation pendulaire dépend fortement de sa fréquence et du facteur de qualité. Au contraire, la fréquence de flexion du banc est située dans une zone où le bruit sismique est déjà suffisamment faible pour que sa contribution au bruit de phase soit négligeable.

Pour ces calculs, nous n'avons pas utilisé la fréquence de résonance pendulaire $\omega_{osc}/2\pi = 20$ Hz car la valeur prédite pour le bruit de flexion $\sqrt{\langle \delta(t)^2 \rangle}$ est trop élevée par rapport à la valeur mesurée. Nous avons utilisé $\omega_{osc}/2\pi = 40$ Hz avec $Q_{osc} \approx 16$ ainsi que la valeur de ω_0 mesurée à savoir $\omega_0/(2\pi) = 460.4$ Hz.

Par ailleurs, nous supposons que les deux termes d'excitations $x_\epsilon(\nu)$ ont le même spectre mais sans relation de phase de sorte à pouvoir négliger le terme croisé $|x_+(\nu)x_-(\nu)|$. Pour les basses fréquences inférieures à quelques hertz, on s'attend à ce que $x_+(\nu) \approx x_-(\nu)$ et la correction associée aura pour effet de réduire l'effet Sagnac, faible dans ce domaine de fréquence. Dès que la fréquence est supérieure à la plus petite des fréquences de résonance de la structure supportant le banc, autour de 8 Hz, l'hypothèse que les excitations aux deux extrémités $x_+(\nu)$ et $x_-(\nu)$ n'ont pas de relation de phase semble correcte.

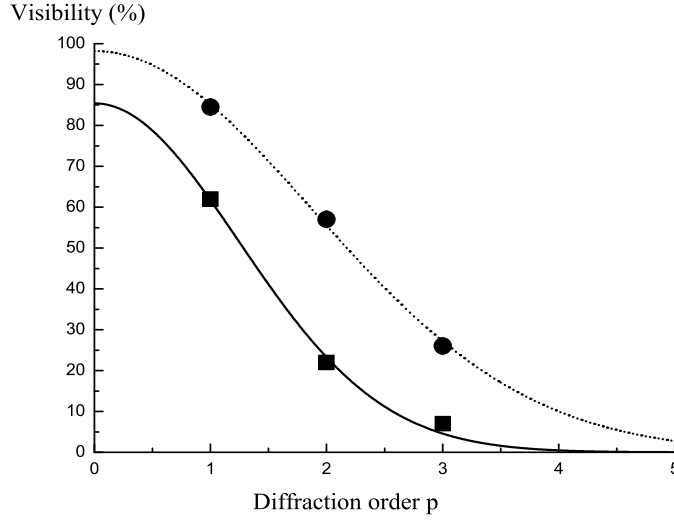


FIG. III.14 – Visibilité des franges d’interférences en fonction de l’ordre de diffraction p . Nos points expérimentaux sont représentés par des ronds et leur ajustement est réalisé grâce à l’équation III.59 avec $\mathcal{V}_{max} = 98 \pm 1\%$ et $\langle \Phi_1^2 \rangle = 0.286 \pm 0.008$. Les points expérimentaux de l’équipe de Siu Au Lee sont représentés par des carrés. Les paramètres d’ajustement dans ce cas valent $\mathcal{V}_{max} = 85 \pm 2\%$ et $\langle \Phi_1^2 \rangle = 0.650 \pm 0.074$.

En intégrant le bruit de phase sur une gamme de fréquence de 1 à 10^3 Hz, on obtient une estimation de l’écart quadratique moyen $\langle \Phi^2 \rangle$ de ce bruit de phase :

$$\langle \Phi^2 \rangle = 0.16 p^2 \text{ rad}^2 \quad (\text{III.53})$$

Ce résultat est largement lié à l’effet Sagnac : la même intégration sur le bruit de phase dû uniquement au terme Sagnac donne : $\langle \Phi_{Sagnac}^2 \rangle = 0.13 p^2 \text{ rad}^2$. Nous allons voir que l’écart quadratique moyen du bruit de phase gouverne la perte de visibilité des franges d’interférences en fonction de l’ordre de diffraction.

III.4.5 Visibilité des franges comme mesure du bruit de phase

L’existence d’un bruit de phase dans un interféromètre provoque une réduction de la visibilité des franges. Supposons la distribution de phase Φ de forme gaussienne centrée, c’est à dire de valeur moyenne nulle :

$$P(\Phi)d\Phi = \frac{1}{\langle \Phi^2 \rangle \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{\Phi^2}{2\langle \Phi^2 \rangle}} d\Phi \quad (\text{III.54})$$

où $\langle \Phi^2 \rangle$ est l’écart quadratique moyen du bruit de phase. Le signal d’interférences est la moyenne sur cette distribution de phase :

$$I = \int I_0 [1 + \mathcal{V}_0 \cos(\Phi_0 + \Phi)] P(\Phi)d\Phi \quad (\text{III.55})$$

A partir des résultats connus sur les intégrales gaussiennes, on déduit que :

$$\text{Re} \left[\frac{1}{\langle \Phi^2 \rangle \sqrt{2\pi}} \int e^{i(\Phi+\Phi_0)} e^{-\frac{\Phi^2}{2\langle \Phi^2 \rangle}} d\Phi \right] = e^{-\frac{\langle \Phi^2 \rangle}{2}} \cos(\Phi_0) \quad (\text{III.56})$$

Ainsi le signal d'interférence s'exprime par

$$I = I_0 \left[1 + \mathcal{V}_0 e^{-\frac{\langle \Phi^2 \rangle}{2}} \cos(\Phi_0) \right] \quad (\text{III.57})$$

La perte de visibilité liée à un bruit de phase gaussien est alors donnée par :

$$\mathcal{V} = \mathcal{V}_0 e^{-\langle \Phi^2 \rangle / 2} \quad (\text{III.58})$$

Dès lors que cette phase est liée aux effets inertiels, elle est proportionnelle à l'ordre p de diffraction comme le montre l'équation III.50. On peut alors noter $\Phi = p\Phi_1$ où Φ_1 est la phase associée au premier ordre de diffraction. La visibilité des franges atomiques dépend donc de manière Gaussienne de l'ordre de diffraction :

$$\mathcal{V} = \mathcal{V}_0 e^{-p^2 \langle \Phi_1^2 \rangle / 2} \quad (\text{III.59})$$

Jusqu'à maintenant, seulement deux interféromètres ont fonctionné avec des ordres de diffraction supérieurs à un, à savoir celui de l'équipe de Siu Au Lee [8, 84] et le notre [11]. Dans les deux cas, des franges d'interférences ont été enregistrées aux ordres de diffraction $p = 1, 2, 3$. Nous avons tracé sur la figure III.14, la visibilité des franges en fonction de l'ordre de diffraction pour ces deux interféromètres et nous avons réalisé un ajustement de forme Gaussienne sur les deux séries de données. Le bon ajustement de la Gaussienne aux points expérimentaux laisse penser que les effets inertiels sont dominants dans la perte de visibilité et qu'en leur absence une excellente visibilité pourrait être obtenue. A partir de nos points expérimentaux, nous déduisons une valeur de l'écart quadratique moyen du bruit de phase :

$$\langle \Phi_1^2 \rangle = (0.286 \pm 0.008) p^2 \text{rad}^2 \quad (\text{III.60})$$

L'estimation $\langle \Phi_1^2 \rangle = 0.16 \text{ rad}^2$ obtenue au paragraphe précédent représente 56% de la valeur déduite de cet ajustement. Si on considère les diverses incertitudes que nous avons sur les différents paramètres (bruit sismique, fréquences et facteur de qualité des résonances pendulaires), on peut admettre que l'accord est bon surtout que d'autres facteurs peuvent aussi contribuer à réduire la visibilité.

III.4.6 Comment réduire le bruit de phase de vibrations ?

Réduire le bruit de phase induit par les vibrations apparaît alors comme un objectif important pour améliorer le fonctionnement des interféromètres atomiques de Mach Zehnder utilisant des atomes aux énergies thermiques. Dans ce paragraphe, je vais discuter de quelques aspects de ce problème en me référant aussi bien à des travaux théoriques qu'expérimentaux disponibles dans la littérature.

Asservissement en position des réseaux de diffraction :

Les équipes de D. Pritchard [10, 34] et Siu Au Lee [8, 84] ont toutes deux utilisé des asservissements en position de leurs réseaux de diffraction pour réduire les vibrations. Le signal d'erreur est donné par un interféromètre optique de type Mach Zehnder lié à l'interféromètre atomique. L'interféromètre optique, de petite aire est extrêmement peu sensible aux rotations et aux accélérations de sorte que l'on mesure directement la flexion instantanée du support : $\delta(t) = (2x_2(t) - x_1(t) - x_3(t))$. Les stratégies de rétroaction des deux équipes sont ensuite différentes :

- Dans leur expérience, D. Pritchard et ses collaborateurs ont choisi d'appliquer la correction issue du signal d'erreur sur le deuxième réseau de diffraction. Dans le cadre d'une correction parfaite, c'est à dire un asservissement avec une très grande bande passante, $x_2(t)$ est remplacé par $x_{2c} = x_2(t) - \delta(t)/2$. De telle manière que le terme de flexion est complètement compensé, au contraire des termes Sagnac et d'accélération qui demeurent inchangés. Cependant D. Pritchard n'a pas pu travailler avec une grande bande passante puisqu'il déclare qu'un asservissement trop fort induit des perturbations hautes fréquences de son signal. Ainsi, leur asservissement ne corrige pas entièrement les vibrations mécaniques, comme on peut le voir sur la figure III.15 qui représente un signal d'interférences brut et un après traitement.

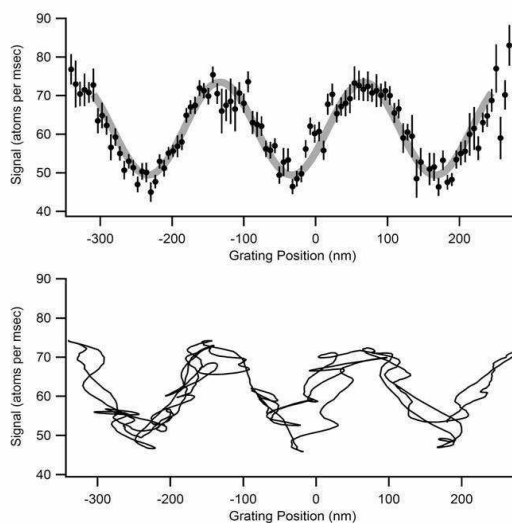


Figure 1-4: A typical interference pattern, collected in a one second interval. The detector monitors the combined signal of the two interferometer paths. Moving a grating changes the interference fringe from constructive to destructive interference. Top: the data are fit with a sine wave to determine the contrast and phase of the fringe. Bottom: the same signal is shown as a parametric plot evolving in time; the phase fluctuates due to imperfect cancellation of the mechanical vibration of the gratings. The phase is determined by monitoring the motion of the gratings with a laser interferometer.

FIG. III.15 – Signaux d'interférences issus de l'interféromètre de l'équipe de D. Pritchard. Cette figure est extraite de la thèse de D. Roberts [190]. En bas, le signal d'interférences brut et en haut le signal analysé à partir de la référence en position donnée par leur interféromètre de Mach Zehnder optique.

• Pour leur expérience, Siu Au Lee et ses collaborateurs appliquent la correction au niveau du troisième réseau de sorte que $x_3(t)$ est remplacé par $x_{3c} = x_3(t) + \delta(t)$. Là encore le terme de flexion s'annule mais le terme Sagnac proportionnel à $[v_{3x} - v_{1x}]T$ est désormais remplacé par $2[v_{2x} - v_{1x}]T$. Ce nouveau terme peut alors être plus important que l'ancien.

Dans les deux cas, l'asservissement permet d'éliminer le terme de flexion mais ne réduit en rien le bruit de phase dû à l'effet Sagnac et au terme d'accélération. Il nous semble clair qu'un banc rigide est une bien meilleure solution car il évite les complications d'un asservissement : le seul inconvénient est le poids du banc qui pourrait être gênant dans certains cas (par exemple pour une expérience embarquée sur satellite).

Amélioration du banc de l'interféromètre :

La grande rigidité de notre banc d'interféromètre a permis de réduire de manière considérable le bruit de phase lié à la flexion et au terme d'accélération. La rigidité du banc est décrite dans notre modèle par seulement un paramètre ω_0 , qui est la pulsation de la première résonance de flexion et cette quantité est proportionnelle à L^{-2} . Actuellement, $\omega_0/(2\pi) = 460$ Hz, ce qui est une valeur très élevée pour un banc de longueur totale $2L = 1.4$ m.

Quand on examine l'équation III.51, on voit que le terme de flexion est proportionnel à $13.0 \times (\omega/\omega_0)$ est nettement plus grand que le terme d'accélération en $(\omega T)^2$. En effet, avec $T = 5.7 \times 10^{-4}$ s, pour $u = 1065$ m/s, on trouve que le terme de flexion vaut pratiquement cinq fois le terme d'accélération. Il semble alors possible de réduire le terme de flexion uniquement en augmentant la valeur de ω_0 . Cela peut être réalisé à l'aide d'une barre dont on augmenterait le rapport I_y/A ou en utilisant un matériau avec un rapport E/ρ plus important.

Cependant, notre calcul suppose que les vibrations en \vec{x} et en \vec{y} soient découplées. La seule manière simple d'obtenir ce découplage est d'utiliser la symétrie par rapport aux axes \vec{x} et \vec{y} mais cette symétrie n'est pas respectée dans le banc actuel. Si on rend la barre très rigide en x mais peu rigide en y , une faible sensibilité aux vibrations selon y suffira à créer du bruit de phase beaucoup plus grand que celui dû aux vibrations selon x . Il faudra donc prendre garde à conserver les vibrations dans les directions \vec{x} et \vec{y} suffisamment découplées.

Amélioration de la suspension du banc de l'interféromètre :

Une autre solution pour réduire les vibrations est d'améliorer l'isolation entre le banc de l'interféromètre et son environnement en améliorant sa suspension. Actuellement, celle de notre banc est très rudimentaire avec des constantes de raideur relativement élevées et les fréquences des résonances pendulaires dans une gamme de fréquence comprise entre 20 et 100 Hz. Un choix totalement différent a été préféré par l'équipe de J.P. Toennies avec qui nous avons collaboré (les expériences d'interférométrie atomique de cette équipe ne sont pas publiées [132]). Leur banc d'interféromètre est suspendu par quatre fils. La fréquence de l'oscillation pendulaire dépend uniquement de la longueur l des fils : $\omega_{osc} = \sqrt{g/l}$. Un asservissement est alors nécessaire pour réduire l'amplitude de ces oscillations, en particulier autour de la fréquence de résonance qui vaut environ $\omega_{osc}/2\pi = 1.5$ Hz pour une longueur typique de $l = 10$ cm.

Au vu du bruit sismique régnant au sommet du bâti portant l'interféromètre, il paraît clair que les résonances de la suspension ne doivent pas se trouver dans la région 5 – 30Hz où le bruit sismique est le plus important. Notre choix semble moins bon que celui de J.P. Toennies. Il est certainement possible de construire une suspension efficace pour nos conditions de travail, néanmoins cela reste une tâche délicate qui demandera une optimisation notamment des fréquences de résonances pendulaires, de leur facteur de qualité, mais aussi du signal d'erreur de l'asservissement.

III.4.7 Evolution de la visibilité des franges d'interférences atomiques au cours du temps

Il est intéressant d'observer l'évolution de la visibilité des franges des divers interféromètres atomiques construits depuis 1991. Beaucoup d'interféromètres atomiques ont vu le jour et de nombreux efforts ont été menés pour améliorer leur performances. En regardant la visibilité des franges atomiques de ces interféromètres nous pouvons nous faire une idée du bruit de phase de ces appareils puisque nous pensons qu'il s'agit d'une des causes majeures de perte de visibilité. Sur la figure III.16, nous avons tracé la visibilité des franges pour la plupart des interféromètres atomiques, en nous limitant à ceux pour lesquels les chemins atomiques sont substantiellement distants (ceci exclut par exemple les appareils de type horloge atomique). Cette revue est incomplète car certaines publications ne donnent pas la visibilité des franges ni les informations nécessaires à la calculer. D'autre part, tous les points ne sont pas forcément obtenus dans l'idée d'une optimisation de la visibilité : certaines expériences ont cherché à optimiser la sensibilité en phase de l'interféromètre (ce qui consiste à maximiser non pas \mathcal{V} mais la quantité $I\mathcal{V}^2$). On constate une rapide amélioration de la visibilité des franges depuis 1991 et de grands progrès semblent encore possibles, puisque les techniques pour réduire le bruit de vibrations sont connues.

III.4.8 Bilan

Nous avons ainsi pu analyser le bruit de phase induit par les vibrations mécaniques du support d'un interféromètre de type Mach Zehnder. Nous sommes partis de la sensibilité des interféromètres aux effets inertiels et nous avons développé un modèle simple unidimensionnel décrivant la dynamique de la barre supportant les réseaux de diffraction. Ce modèle permet de décrire, de manière unifiée la dynamique de la barre à basse fréquence, domaine dans lequel elle se comporte comme un objet rigide, et le comportement à haute fréquence, où les flexions de la barre ne sont plus négligeables. Dans le régime basse fréquence, jusqu'à la fréquence de résonance de rotation, les vibrations en opposition de phase des deux extrémités de la barre induisent une mise en rotation de l'interféromètre, ce qui crée un bruit de phase par effet Sagnac. Il s'agit de la principale contribution au bruit de phase dans notre interféromètre. Cette analyse nous semble très instructive, puisqu'elle nous laisse espérer des visibilités de l'ordre de $\mathcal{V}_{max} = 98 \pm 1\%$, si nous arrivons à éliminer complètement le bruit de phase dû aux vibrations.

D'autre part, nous savons désormais que, pour travailler avec des atomes beaucoup plus lents ou avec des ordres de diffraction plus élevés, il est absolument nécessaire de

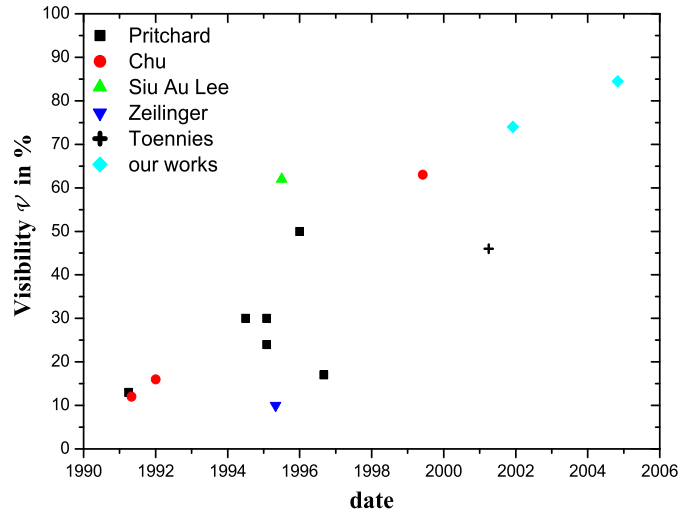


FIG. III.16 – Visibilité \mathcal{V} en pourcent, des signaux d'interférences issus de divers appareils de type Mach Zehnder dont les chemins atomiques sont spatialement séparés, en fonction de la date de soumission de la publication. Les références pour les différents groupes sont : D. Pritchard [9,10,34,93,137,138,281], S. Chu [83,97,99], S. Au Lee [8,84], A. Zeilinger [79], J. P. Toennies [139] et nos travaux [11,80].

réduire les vibrations et pour cela il faut améliorer en priorité la suspension de l'interféromètre. En effet, nous avons mis en évidence que le terme prépondérant est le terme Sagnac variant linéairement en fonction du temps de vol T et ce terme est indépendant de la rigidité du banc. D'autre part, si on utilise des atomes plus lents, l'augmentation de T rendra le terme d'accélération, qui est en T^2 , très important et en particulier, ce terme deviendra rapidement supérieur au terme de flexion et plus grand que le terme Sagnac pour des valeurs de T encore plus grandes.

Enfin, cette étude permet de se rendre compte à quel point le référentiel est important pour les expériences d'interférométrie atomique. Les expériences traditionnelles de physique atomique n'étaient que peu sensibles au caractère non galiléen du référentiel Terrestre et les vibrations du montage expérimental n'avaient que peu de conséquences directes sur les signaux atomiques.

III.5 Conclusions

Ce chapitre a été consacré à l'étude de l'interféromètre atomique de Mach Zehnder.

J'ai présenté deux modélisations, l'une analytique et l'autre numérique permettant de décrire le fonctionnement de l'interféromètre au premier ordre de diffraction. La modélisation analytique en ondes planes permet d'avoir une première compréhension du fonctionnement de l'interféromètre. Le modèle numérique a permis de s'affranchir de plusieurs approximations telles que le profil spatial du laser, la contribution des ordres de diffraction

élevés et surtout de la sélectivité en vitesse et en angle d'incidence de la diffraction de Bragg. La description qu'il donne du fonctionnement de l'interféromètre est plus réaliste et tient compte des imperfections de l'appareil.

Ensuite j'ai décrit les signaux expérimentaux que j'ai pu observer et utiliser au cours des expériences décrites dans cette thèse. A l'ordre un de diffraction, ces signaux présentent une très bonne visibilité fréquemment au dessus de 70% et un flux moyen d'atomes de l'ordre de 20000 c/s en moyenne. Il a aussi été possible d'observer des franges d'interférences avec des ordres de diffraction plus élevés ainsi que d'utiliser la sélectivité isotopique de l'appareil pour observer des franges d'interférences avec le 6Li . J'accompagne cette présentation des signaux expérimentaux par l'exposé de notre méthode d'analyse et d'extraction de phase qui est commune à toutes les mesures interférométriques présentées ici.

Enfin, j'ai présenté les diverses sources de décohérence et de bruit de phase de notre interféromètre en mettant l'accent sur l'importance des vibrations du support de l'interféromètre dans la réduction de la visibilité des signaux observés. J'ai ainsi présenté un modèle détaillé de la dynamique du banc de l'interféromètre et du bruit sismique qui permet d'expliquer nos observations.

Chapitre IV

POLARISABILITÉ ÉLECTRIQUE DE L'ATOME DE LITHIUM

L'interférométrie atomique est un moyen particulièrement adapté à la mesure de la polarisabilité électrique d'un atome. Le principe de la mesure consiste en l'application d'un champ électrique sur un des faisceaux atomiques et en la détection du déphasage induit par le champ. Le cas le plus simple est celui où l'atome est dans le même état dans les deux faisceaux atomiques à l'intérieur de l'interféromètre et ce cas est réalisé dans tous les interféromètres basés sur la diffraction élastique d'atomes, que ce soit par des réseaux matériels ou par des ondes stationnaires laser.

Dans ce chapitre, je commencerai par une revue rapide des diverses méthodes de mesure de la polarisabilité électrique d'un atome et je donnerai une revue détaillée des mesures effectuées sur l'atome de lithium. La polarisabilité électrique est en effet une quantité assez difficile à mesurer et la précision des mesures est longtemps restée assez faible. En particulier, les mesures spectroscopiques ne donnent accès qu'à la différence des polarisabilités entre deux niveaux d'énergie et elles ne permettent pas de mesurer la polarisabilité d'un niveau. Cette quantité n'est mesurable de manière microscopique que par la modification de la propagation de l'atome induite par un champ électrique et les expériences classiques utilisent la déflexion de la trajectoire atomique par un gradient de champ électrique.

L'interférométrie atomique permet des mesures d'une extraordinaire sensibilité et il était naturel d'appliquer cette technique à la mesure de la polarisabilité électrique d'un atome pour tester, de manière critique, les calculs *ab initio* de cette quantité. Cette expérience a été faite pour la première fois par l'équipe de D. Pritchard [9] qui a mesuré ainsi la polarisabilité électrique de l'atome de sodium en 1995 et qui a obtenu une excellente précision. Aucune autre mesure selon ce même principe n'a été réalisée depuis cette date jusqu'à la mesure de la polarisabilité électrique du lithium par notre équipe faite en 2004-2005 [133, 134]. Je décrirai en détail le principe de la mesure interférométrique, notre dispositif expérimental, nos expériences et leur analyse.

Dans la suite de ce chapitre, je présenterai les résultats théoriques concernant la polarisabilité électrique du lithium : ces résultats sont très nombreux car le lithium, avec seulement trois électrons, permet l'utilisation de techniques variées, dont certaines de haute précision. Notre valeur expérimentale coïncide avec les meilleures valeurs théoriques mais notre précision est notablement moins bonne. En conclusion, je proposerai quelques pistes pour améliorer notre mesure.

IV.1 Définition de la polarisabilité

La polarisabilité électrique d'un atome traduit sa réponse à l'application d'un champ électrique. En effet, sous l'effet d'un champ électrique, les charges de l'atome se déplacent, créant un moment dipolaire induit, qui est proportionnel au champ appliqué quand ce champ est suffisamment petit :

$$\vec{d} = \alpha_0 \vec{E} \quad (\text{IV.1})$$

où α_0 est la polarisabilité électrique de l'atome et \vec{E} le champ électrique. Dans le système S.I., elle s'exprime en $\text{C.m}^2.\text{V}^{-1}$ mais, selon un usage assez général, nous utiliserons dans ce chapitre la polarisabilité dite volumique α donnée par :

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{4\pi\epsilon_0} \quad (\text{IV.2})$$

Enfin, les valeurs théoriques sont presque toutes données en unité atomique qui, pour la polarisabilité volumique, est égale à a_0^3 où a_0 est le rayon de Bohr.

Lorsqu'un atome de polarisabilité α est soumis à l'action d'un champ électrique, le dipôle induit interagit avec le champ électrique de sorte que l'énergie d'interaction U s'écrit :

$$U = -\frac{1}{2}\alpha_0 E^2 = -2\pi\epsilon_0\alpha E^2 \quad (\text{IV.3})$$

IV.2 Revue des méthodes expérimentales de mesure de la polarisabilité électrique

Pour mesurer la polarisabilité électrique d'un atome, deux types de méthodes sont envisageables. Le premier type est indirect et utilise des mesures macroscopiques : il s'agit de mesurer des grandeurs telles que l'indice de réfraction ou la constante diélectrique d'un milieu qui sont reliées à la polarisabilité électrique des atomes formant ce milieu. On accède alors à la polarisabilité de l'atome via des relations classiques qui ne sont valables que si le milieu est dilué, donc gazeux. La précision de ces mesures est bonne mais il faut connaître avec précision la densité atomique, ce qui rend son usage presque impossible sur des vapeurs atomiques dont la pression et la composition sont assez mal connues. Une revue de ces mesures est donnée par K. Bonin et V. Kresin dans leur livre [191].

Le deuxième type de mesure est directe et repose sur des mesures à l'échelle de l'atome isolé. La première méthode employée repose sur la déflexion d'un jet atomique par l'application d'un champ électrique inhomogène et la première expérience de ce type est due à Von Scheffers et J. Stark en 1934 [193]. Cette technique a été raffinée et nous allons décrire ces raffinements en présentant l'historique des mesures dans le cas du lithium.

L'interférométrie atomique, qui, à ce jour, n'a été appliquée qu'au sodium et au lithium, a la capacité de donner des mesures de très grande précision mais il s'agit d'expériences délicates et très peu d'interféromètres atomiques sont adaptés à cette mesure, car il faut appliquer un champ électrique sur un seul des deux faisceaux atomiques qui doivent donc être suffisamment collimatés.

Enfin, en 2003, l'équipe de H. Gould [201] a utilisé une fontaine atomique de césium pour mesurer la polarisabilité du césium avec une grande précision. Le principe de la mesure est d'appliquer un fort champ électrostatique sur une partie de la trajectoire atomique, ce qui perturbe fortement le temps de vol des atomes et de déduire la polarisabilité de cette perturbation.

Je vais maintenant présenter une revue détaillée des mesures effectuées sur l'atome de lithium. Puis je discuterai la mesure par interférométrie atomique faite sur le sodium par l'équipe de D. Pritchard et la mesure de l'équipe de H. Gould sur le césium avec une fontaine atomique.

α in 10^{-24}cm^3	$\alpha(H)$	$\alpha(Li)$	$\alpha(Na)$	$\alpha(K)$	$\alpha(Rb)$	$\alpha(Cs)$
J. Stark [193–195]	0.3	12	-	34	-	42
G. Chamberlain [196]	-	22 ± 1.5	21.5 ± 1.5	38 ± 3	37.5 ± 3	48.5 ± 5.5
W. Hall [197]	-	-	24.4 ± 1.7	45.2 ± 3.2	48.7 ± 3.4	63.3 ± 4.6
B. Bederson [198]	-	24.3 ± 0.5	23.6 ± 0.5	43.4 ± 0.9	47.3 ± 0.9	59.6 ± 1.2

TAB. IV.1 – Cette table donne les valeurs expérimentales de la polarisabilité électrique de l'hydrogène et des alcalins mesurées par déflexion électrostatique par J. Stark et H. Scheffers vers 1934, G. Chamberlain et J. Zorn en 1963, W. Hall et J. Zorn en 1974. Les valeurs de l'équipe de B. Bederson ont été obtenues en 1974 par la méthode de "E-H gradient balance" et ces valeurs sont proches des meilleures valeurs théoriques.

IV.2.1 Méthode par déflexion électrostatique

Les premières mesures précises de la polarisabilité électrique des alcalins ont été obtenues par déflexion électrostatique d'un jet atomique collimaté par un champ électrique inhomogène. La figure IV.1 a) illustre ce type de géométrie [192–196]. A la sortie du champ inhomogène, les atomes de vitesse v et de masse m sont défléchis d'une quantité δx :

$$\delta x = \frac{1}{2} \left(\alpha E \frac{dE}{dx} \frac{L^2}{mv^2} \right) \quad (\text{IV.4})$$

La zone d'interaction a une longueur L et il y règne un champ électrique \vec{E}_x avec un gradient transverse dE/dx . On mesure la déviation δx (ou une déviation qui lui est proportionnelle) qui est directement proportionnelle à la polarisabilité électrique de l'atome.

La toute première mesure de la polarisabilité de l'atome de lithium fut réalisée par cette méthode par H. Scheffers et J. Stark en 1934 [193–195] (voir la table IV.1). La valeur obtenue, $\alpha(Li) = (12 \pm 0.6) \times 10^{-30} \text{ m}^3$, est beaucoup plus faible que la valeur actuellement admise, $\alpha = 24 \times 10^{-30} \text{ m}^3$.

Les mesures de G. Chamberlain et J. Zorn [196] reposant sur le même principe sont aussi systématiquement trop faibles pour tous les alcalins (voir la table IV.1) mais l'écart avec les meilleures valeurs actuelles est déjà fortement réduit. Ainsi pour le lithium, ces

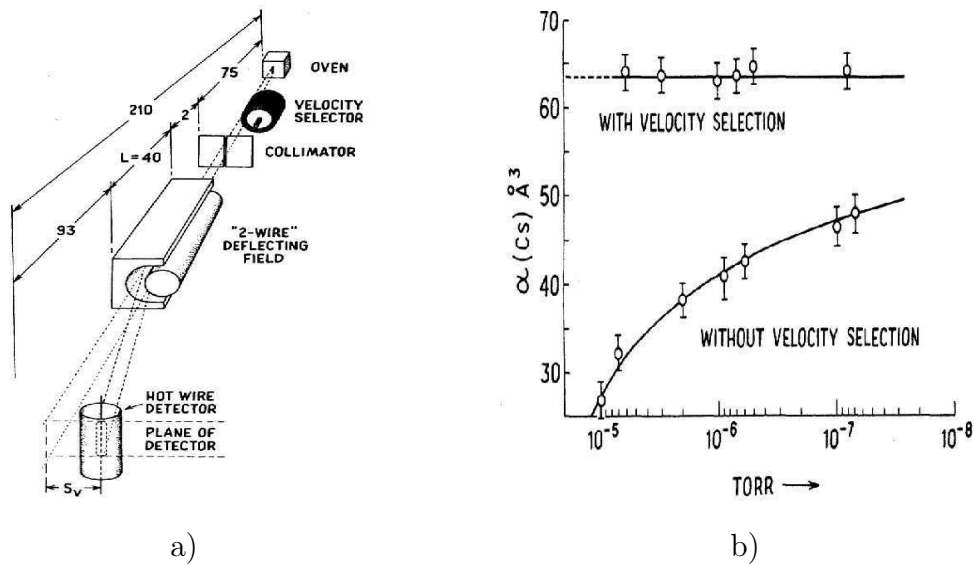


FIG. IV.1 – a) Dispositif expérimental de W. D. Hall et al. [197] pour la mesure par déflexion électrostatique de la polarisabilité atomique. b) Résultats de la mesure la polarisabilité de l'atome de césium par W.D. Hall [197] en fonction de la pression de gaz résiduel. Les valeurs nommée "without velocity selection" sont réalisées en l'absence du filtre en vitesse et celles nommées "with velocity selection" sont réalisées en présence du filtre en vitesse.

auteurs obtiennent $\alpha(Li) = (22.0 \pm 1.5) \times 10^{-30} \text{m}^3$ avec une incertitude égale à 6.8% et un écart de 9.5% avec les valeurs actuellement admises.

La difficulté de ce type d'expérience provient essentiellement de trois facteurs :

- les déflexions à mesurer sont faibles,
- les champs électriques ainsi que leur gradient doivent être extrêmement bien connus, ce qui suppose une connaissance très précise de la géométrie du déflecteur
- enfin et surtout, la déflexion des atomes dépend fortement de leur vitesse, ce qui impose une très bonne connaissance de la distribution en vitesse des atomes.

En 1974, W. Hall et J. C. Zorn [197] mirent en évidence que les erreurs de mesure provenaient de la distribution de vitesse : en général, cette distribution n'était pas mesurée mais supposée être celle prévue par la théorie des jets atomiques effusifs. Ils utilisèrent un filtrage en vitesse de leur jet atomique ce qui rend la distribution en vitesse des atomes très étroite et elle est alors mieux connue. La figure IV.1 b) représente leurs mesures de la polarisabilité de l'atome de césium avec et sans filtre de vitesse. Sans filtre de vitesse, les valeurs mesurées sont toujours sous estimées et elles le sont d'autant plus que la pression résiduelle est élevée. La distribution en vitesse est en effet fortement modifiée par le gaz résiduel car les collisions éliminent de manière préférentielle les atomes lents, qui ont la plus forte déflexion car $\delta x \propto v^{-2}$.

IV.2.2 Méthode "E-H gradient balance"

En 1961, B. Bederson et son équipe [199] mettent au point une nouvelle méthode dite "E-H gradient balance". Cette mesure consiste à compenser la force électrique par une force magnétique avec des champs inhomogènes ayant les mêmes cartes de champ et, quand cette condition est réalisée, un jet atomique non défléchi est détecté. Puisque les forces électriques et magnétiques sont exactement opposées, on peut écrire :

$$\alpha E \frac{\partial E}{\partial z} = \mu(m_F) \frac{\partial H}{\partial z} \quad (\text{IV.5})$$

où $\mu(m_F)$ est le moment magnétique dipolaire de l'atome dans le sous niveau m_F qui varie le plus souvent avec le champ magnétique à cause du découplage hyperfin. La mesure consiste donc à détecter les maxima d'intensité du jet atomique non défléchi en balayant par exemple le champ électrique, chaque maxima correspondant à un sous-niveau F, m_F .

La zone d'interaction est représentée sur la figure IV.2 a) : elle doit permettre de produire des champs électriques et magnétiques proportionnels en tous les points (des champs "congruents" selon [199]) ce qui mène à la relation :

$$\frac{1}{E} \frac{\partial E}{\partial z} = \frac{1}{H} \frac{\partial H}{\partial z} \quad (\text{IV.6})$$

La relation IV.5 est alors équivalente à :

$$\alpha E^2 = \mu(m_F) H \quad (\text{IV.7})$$

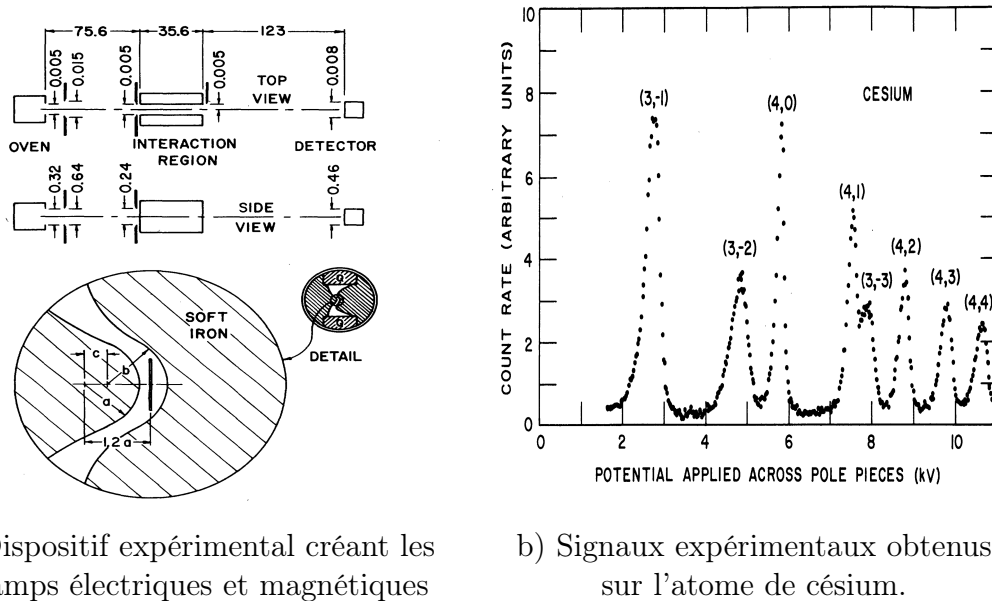
La mesure de α repose alors sur la connaissance des moments magnétiques $\mu(m_F)$ et sur la détermination des champs électriques et magnétiques mais il n'est plus nécessaire de connaître la distribution de vitesse des atomes. Il faut bien sûr connaître les moments magnétiques mais cela ne pose aucun problème.

La première expérience de ce type fut menée par A. Salop et B. Bederson en 1961 [199] et elle fut réalisée en fixant une valeur du champ magnétique et en ajustant le champ électrique. Dans cette expérience, la valeur du champ magnétique est déduite de la valeur du champ pour lequel $\mu(m_F) = 0$. La valeur de la polarisabilité ainsi obtenue est de : $\alpha(Li) = (20 \pm 3) \times 10^{-30} \text{ m}^3$.

En 1974, l'équipe de B. Bederson [198] refit cette expérience avec une nouvelle calibration du champ magnétique. Cette calibration utilise la mesure dans le même appareil de la polarisabilité de l'atome d'hélium dans l'état métastable 2S_1 . Cette polarisabilité est considérée comme très bien connue par la théorie [200]. La polarisabilité α de l'atome à mesurer s'exprime alors en fonction de celle α_{ref} de l'atome de référence par :

$$\alpha = \alpha_{ref} \frac{\mu(m_F)}{\mu_{ref}} \left(\frac{V_{ref}}{V} \right)^2 \quad (\text{IV.8})$$

où V et V_{ref} sont les tensions électriques appliquées respectivement dans le cas de l'atome à mesurer et de l'atome de référence. La figure IV.2 tirée de cette publication [198] montre les pics enregistrés en fonction de la tension appliquée dans le cas du césium.



a) Dispositif expérimental créant les champs électriques et magnétiques

b) Signaux expérimentaux obtenus sur l'atome de césium.

FIG. IV.2 – Mesure de polarisabilité par la méthode "E-H gradient balance" [198]. On observe une série de pics de l'intensité du jet atomique non dévié, chaque pic correspondant au champ électrique pour lequel la force électrique compense la force magnétique pour un sous-niveau F, m_F donné. Les signaux présentés correspondent au césium dans un champ $B = 0.1010$ T et la mesure repose sur le niveau $F = 4, m_F = 4$ dont le moment magnétique ne dépend pas du champ.

La polarisabilité de l'atome de lithium a été mesurée ainsi :

$$\alpha(Li) = (24.3 \pm 0.5) \times 10^{-30} \text{m}^3. \quad (\text{IV.9})$$

et l'incertitude est égale à 2.1%. Les valeurs pour les autres alcalins apparaissent dans la table IV.1 et les incertitudes sont voisines de 2% dans tous les cas.

IV.2.3 Mesure par interférométrie atomique

En 1995, l'équipe de D. Pritchard effectue la première mesure par interférométrie atomique d'une polarisabilité électrique : cette mesure est possible grâce à leur interféromètre atomique qui permet de séparer physiquement les deux faisceaux atomiques par une électrode mince appelée "septum". En appliquant un champ électrique homogène sur un seul des chemins atomiques on modifie la propagation de l'onde atomique quand elle passe dans le champ et cette modification se traduit par un déphasage qui est directement proportionnel à la polarisabilité électrique de l'atome dans l'état interne qui est le sien quand il traverse le champ. Cette technique pourrait donc être appliquée même avec des interféromètres utilisant une diffraction inélastique (interféromètre de Mach Zehnder utilisant la diffraction Raman ou interféromètres de Ramsey-Bordé), à condition de pouvoir séparer les faisceaux atomiques.

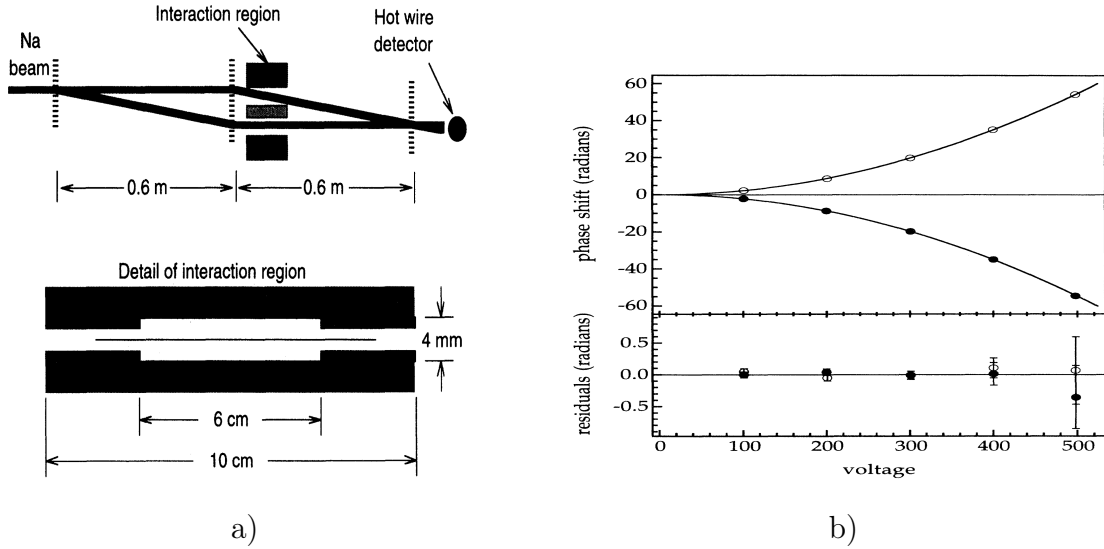


FIG. IV.3 – Expérience de mesure de la polarisabilité de l'atome de sodium par interférométrie atomique [9] a) Dispositif expérimental représentant l'interféromètre à trois réseaux matériels. Le condensateur est placé juste après le deuxième réseau. b) Déphasage mesuré du signal de franges d'interférences en fonction de la tension (en Volts) appliquée sur le condensateur : les deux types de points correspondent à l'application du champ sur l'un ou l'autre des chemins atomiques et le graphe du bas de cette figure montre les résidus de l'ajustement.

Remarquons que, même si on ne peut pas séparer les faisceaux, les interféromètres utilisant une diffraction inélastique permettent cependant la mesure de la différence de polarisabilité entre les deux états internes de l'atome par l'application d'un champ électrique homogène sur les deux faisceaux atomiques à la fois : ceci a été réalisé sur le magnésium [135] et sur le calcium [136] mais cette mesure pourrait être faite par spectroscopie optique.

Revenons à la mesure par interférométrie atomique d'une polarisabilité électrique. La mise en oeuvre de cette technique est difficile essentiellement à cause de l'interféromètre atomique. La première mesure date de 1995 et elle est due à l'équipe de D. Pritchard [9] travaillant avec l'atome de sodium. Le dispositif expérimental est représenté sur la figure IV.3 : c'est un interféromètre de Mach Zehnder à trois réseaux. Le jet supersonique de sodium de vitesse moyenne $u \approx 1000$ m/s est diffracté par trois réseaux matériels de période $a = 200$ nm et la séparation des faisceaux est voisine de $55 \mu\text{m}$ au niveau du deuxième réseau de diffraction. Le condensateur, dont l'électrode centrale très fine le "septum", s'intercale entre les deux faisceaux atomiques comme illustré sur la figure IV.3, est situé juste après ce deuxième réseau. De cette manière, un champ électrique est créé sur un seul des chemins atomiques provoquant un déphasage $\Delta\phi$ des franges d'interférences donné par :

$$\Delta\phi = \frac{2\pi\epsilon_0}{\hbar v} \alpha \int E^2(s) ds \quad (\text{IV.10})$$

où v est la vitesse de l'atome et s l'abscisse curviligne le long de la trajectoire atomique. Les déphasages mesurés sont tracés en fonction de la tension appliquée sur la partie b) de la figure IV.3. Pour extraire du déphasage mesuré la polarisabilité électrique, il faut déterminer avec précision la distribution de vitesse des atomes ainsi que le champ électrique vu par les atomes du faisceau atomique dans le condensateur. Lors de cette expérience, la vitesse atomique a été déterminée en analysant le profil de diffraction d'un réseau de période connue. Quant au champ électrique, le condensateur était muni d'électrodes de garde pour que la géométrie soit mieux connue et l'intégrale du carré du champ électrique le long de la trajectoire atomique est calculée numériquement.

La valeur ainsi obtenue pour la polarisabilité de l'atome de sodium est de :

$$\alpha(\text{Na}) = (24.11 \pm 0.06 \pm 0.06) \times 10^{-30} \text{ m}^3 \quad (\text{IV.11})$$

avec deux incertitudes égales à 0.25%, l'une d'origine statistique et l'autre d'origine systématique. La précision de cette mesure a été remise en cause dans l'équipe même de D. Pritchard, dans la thèse de T. Roberts [190] pour deux raisons :

- l'emploi de réseaux matériels de diffraction permet de diffracter non seulement les atomes de sodium mais aussi les molécules Na_2 dont l'intensité représente environ 20% de l'intensité du jet atomique incident sur l'interféromètre. Ces molécules peuvent alors, de même que les atomes, interférer et ainsi contribuer au déphasage mesuré, mais leur polarisabilité est différente. Cette contribution causerait alors une légère erreur, pouvant atteindre d'après T. Roberts [190] 2% sur la polarisabilité mesurée du sodium. Il est très difficile d'estimer cette erreur car les molécules sont beaucoup plus arrêtées que les atomes par le septum et le déphasage pour les molécules dépend du niveau rotationnel J, m_J .

- les faisceaux parasites issus des ordres de diffraction plus élevés peuvent aussi modifier la phase du système de franges observé et fausser la mesure car ces atomes ne voient pas le même champ électrique.

Il semble difficile de conclure sur la précision réelle de cette mesure.

Une expérience un peu similaire a été réalisée par l'équipe de J. Toennies avec un interféromètre fonctionnant avec un jet supersonique froid d'hélium dans son état fondamental [131]. Le condensateur utilisé n'avait pas d'électrodes de garde et sa géométrie n'était pas connue avec précision. La seule mesure effectuée a consisté à comparer la polarisabilité de l'atome d'hélium à celle de son dimère. Ces résultats sont encore non publiés à ce jour.

La mesure que nous avons effectuée à Toulouse est donc vraiment la deuxième mesure de précision d'une polarisabilité électrique par interférométrie atomique. Par rapport à la mesure de l'équipe de D. Pritchard, nous avons apporté plusieurs améliorations :

- la qualité des signaux de notre interféromètre est bien meilleure
- nous avons trouvé une géométrie du condensateur qui permet un calcul analytique de l'intégrale du carré du champ électrique le long de la trajectoire atomique.

- l'utilisation de la diffraction laser dans le régime de Bragg présente deux avantages. Le premier est de ne pas créer de faisceaux parasites puisque la diffraction ne produit que deux faisceaux. Le second avantage est de sélectionner l'espèce diffractée et donc d'éliminer toute contribution au signal interférométrique provenant d'atomes présents comme impuretés dans le jet ou de molécules dimères de lithium.

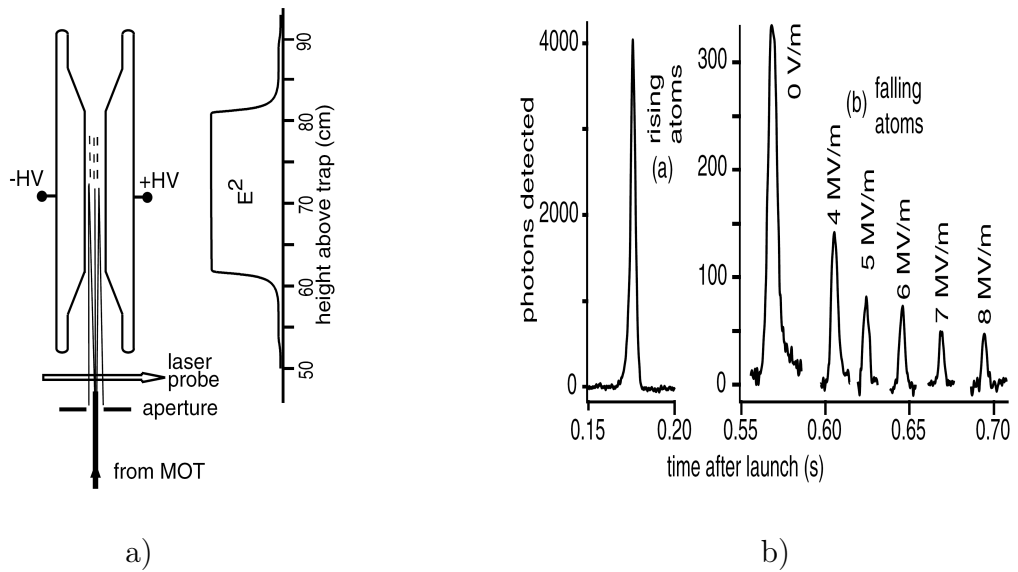


FIG. IV.4 – Expérience de mesure de la polarisabilité du césium par H. Gould. [201] a) Schéma du dispositif expérimental : les atomes sont lancés à partir d’un piège magnéto-optique et détectés soit pendant leur ascension soit pendant leur chute par fluorescence induite. Le profil spatial du carré du champ électrique est représenté à droite du schéma. b) Signal de fluorescence des atomes de césium ascendant et descendant en fonction du temps écoulé depuis le lancement.

Notre mesure a cependant une incertitude plus grande que celle publiée sur le sodium car il est plus difficile de déterminer précisément la vitesse moyenne des atomes contribuant au signal interférométrique puisque la diffraction de Bragg est un processus sélectif en vitesse. Ces points seront développés dans la suite du chapitre.

IV.2.4 Méthode par temps de vol au travers d’une fontaine atomique

En 2003, J. Amini et H. Gould [201] ont mesuré avec précision la polarisabilité de l’atome de césium par une nouvelle technique. L’idée est de mesurer l’effet de l’application d’un fort champ électrostatique sur la trajectoire des atomes de césium dans une fontaine atomique. La figure IV.4 illustre le principe de cette mesure : les atomes sont lancés verticalement et sont accélérés lorsqu’ils pénètrent dans la zone où règne le champ électrique intense car leur énergie cinétique augmente de la quantité : $\Delta\mathcal{E}_c = 1/2\alpha_0 E^2$. Les atomes ainsi accélérés ont des trajectoires qui montent plus haut correspondant à un temps de vol allongé. La mesure de la polarisabilité est alors déduite de la variation du temps de vol en fonction du champ électrique appliqué. La figure IV.4 présente les signaux enregistrés. La valeur de la polarisabilité du césium est alors

$$\alpha(Cs) = (59.42 \pm 0.08) \times 10^{-30} \text{ m}^3 \quad (\text{IV.12})$$

avec une incertitude égale à 0.14%. Il est difficile de juger ce qui limite la précision dans cette expérience. La dispersion de vitesse initiale des atomes a été réduite par une technique originale et cette dispersion est certainement un facteur limitant. On peut craindre comme dans les expériences de déflexion électrique que la distribution de vitesse évolue avec le temps de vol, avec une perte préférentielle des atomes lents. Enfin, il est assez facile de faire une fontaine atomique avec des atomes lourds (césium ou rubidium) pour lesquelles la vitesse de recul est petite mais cette technique est plus difficile à employer avec des atomes légers. Ainsi la vitesse de recul du lithium vaut $v_r \approx 10$ cm/s et une fontaine sera pratiquement possible seulement si on utilise un refroidissement sub-recul, par exemple un refroidissement évaporatif.

IV.3 Principe de l'expérience

Le principe d'une mesure par interférométrie atomique est de mesurer le déphasage des franges d'interférences induit par l'application d'une perturbation sur l'un des deux faisceaux atomiques, comme cela est représenté schématiquement sur la figure IV.5. Dans le cas présent, la perturbation est la modification de l'énergie interne de l'état fondamental de l'atome d'une quantité U donnée par l'équation IV.3. Le déphasage induit s'exprime alors par :

$$\Delta\phi = \int_{ABC} [k(s) - k_0(s)] ds \quad (\text{IV.13})$$

$$k(s) = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(\mathcal{E} - U(s))} \quad (\text{IV.14})$$

$$k_0(s) = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m\mathcal{E}} \quad (\text{IV.15})$$

où l'intégrale est une intégrale de chemin le long de la trajectoire classique ABC de l'atome d'abscisse curviligne s . Les grandeurs $k(s)$ et $k_0(s)$ sont, respectivement, le vecteur d'onde en présence de l'interaction U et le vecteur d'onde non perturbé. Si la perturbation appliquée est faible devant l'énergie cinétique \mathcal{E} de l'atome, on peut développer au premier ordre en U/\mathcal{E} l'expression du déphasage et on obtient :

$$\Delta\phi = -\frac{1}{\hbar v} \int U(s) ds = \frac{1}{\hbar} \int U(t) dt \quad (\text{IV.16})$$

Dans la deuxième forme de $\Delta\phi$, on a utilisé l'élément de temps dt passé par l'atome dans l'élément d'espace ds ($dt = ds/v$) et ce résultat prend une forme bien connue. Si on remplace U par son expression IV.3, le déphasage prend la forme :

$$\Delta\phi = \frac{1}{2} \frac{\alpha_0}{\hbar v} \int E^2(s) ds \quad (\text{IV.17})$$

Une mesure précise de α impose donc :

- le contrôle et la caractérisation précise du champ électrique d'interaction
- la connaissance de la distribution de vitesse des atomes
- une bonne sensibilité en phase de l'interféromètre pour réaliser une mesure précise du déphasage $\Delta\phi$.

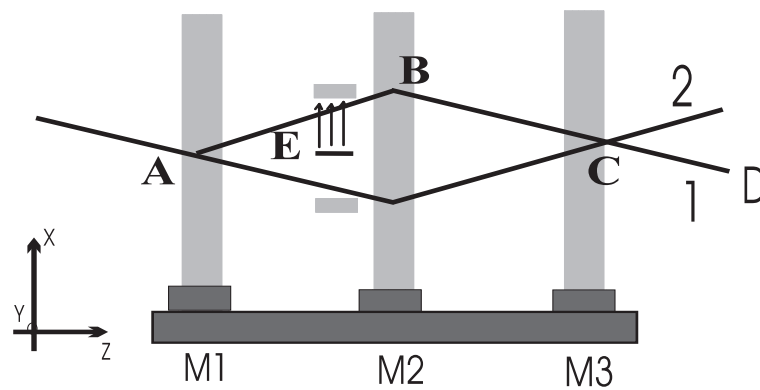


FIG. IV.5 – Principe de l'expérience de mesure de la polarisabilité électrique de l'atome de lithium. Un champ électrique est appliqué sur un seul des faisceaux atomique juste avant le deuxième réseau de diffraction.

IV.4 Résultats expérimentaux

Comme nous venons de le souligner, une mesure précise de la polarisabilité de l'atome de lithium dépend du champ électrique, de la mesure de phase et de la distribution de vitesse. C'est dans cet ordre que je vais aborder la description expérimentale de la mesure.

IV.4.1 Le condensateur électrique

Le condensateur est constitué de deux électrodes massives séparées par des entretoises isolantes. Le septum : l'électrode d'épaisseur très faible qui doit s'insérer entre les deux faisceaux atomiques, est placée entre les entretoises. La figure IV.6 illustre cette construction et définit les notations. Afin de mieux définir la zone effective d'interaction, on place à l'entrée et à la sortie du condensateur des électrodes de garde qui font que les champs de fuite sont à un endroit dont la géométrie est bien définie et non aux bouts du condensateur dont la géométrie est mal connue (par exemple, le septum n'a pas la même longueur que les électrodes massives). Il serait préférable d'avoir des électrodes de garde sur toutes les électrodes mais il nous semble très difficile de réaliser ces électrodes sur le septum et surtout de les positionner précisément. C'est pourquoi nous avons des électrodes de garde seulement sur les électrodes massives et, de ce point de vue, la conception de notre condensateur est très proche de celui réalisé par l'équipe de D. Pritchard. A la différence de cette équipe, nous avons choisi de réaliser les électrodes de garde dans le même plan que les électrodes massives parce que, dans ce cas, il est possible de calculer analytiquement le champ électrique à partir de la distribution de potentiel $V(x = h, z)$ de cette électrode.

IV.4.1.1 Calcul du champ électrique

Pour réaliser une mesure précise, nous avons besoin de connaître précisément le champ électrique appliqué sur la trajectoire atomique. Je présente ici comment nous procédons pour calculer ce champ électrique.

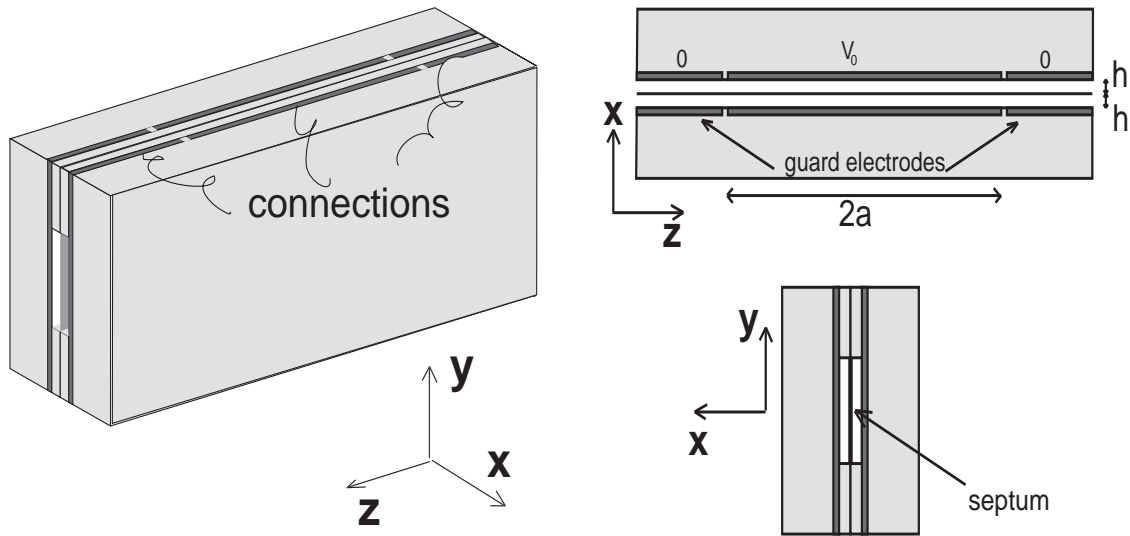


FIG. IV.6 – Dessins représentant le condensateur. La feuille de mylar est parallèle à l'axe z et portée au potentiel $V = 0$ alors que les électrodes massives sont situées à $x = \pm h \approx 2$ mm. L'électrode massive est au potentiel V_0 pour $|z| < a$ tandis que les électrodes de garde sont au potentiel $V = 0$ et s'étendent pour $|z| > a$ avec $a \approx 25$ mm.

Caractère bidimensionnel du champ électrique :

Les entretoises de verres, étant un milieu diélectrique de permittivité relative $\epsilon_r > 1$, on pourrait craindre que celles-ci attirent et distordent les lignes de champ électrique, à l'intérieur de ce condensateur plan. Cet effet s'annule quand le milieu diélectrique remplit entièrement l'espace inter-électrodes. Nous allons le démontrer.

La figure IV.7 montre que les entretoises remplissent l'espace défini par $|y| > y_0$ alors que le reste de l'espace est vide. Appellons V et V_1 les potentiels électriques régnant respectivement dans la région $|y| < y_0$ et $|y| > y_0$. Les conditions de continuité au niveau du plan $|y| = y_0$ s'écrivent :

$$V = V_1 \text{ et } \frac{\partial V}{\partial y} = \frac{\partial V_1}{\partial y} \quad (\text{IV.18})$$

Or, comme nous allons le voir au prochain paragraphe, une solution de la forme $V(x, z)$ est solution de l'équation de Laplace $\Delta V = 0$. Si on prend $V_1 = V$, cette solution est solution des équations IV.18 et on sait que la solution est unique.

Champ électrique dans le condensateur :

On va calculer le champ électrique régnant uniquement dans un des deux condensateurs (la partie $x \geq 0$). On commence par déterminer le potentiel $V(x, z)$ dans le condensateur. Il satisfait l'équation de Laplace $\Delta V = 0$, et les conditions aux limites sont imposées

par la géométrie du condensateur :

$$V(x = 0, z) = 0 \quad (\text{IV.19})$$

$$V(x = h, z) = V_0 \text{ pour } |z| < a \quad (\text{IV.20})$$

$$V(x = h, z) = 0 \text{ pour } |z| > a \quad (\text{IV.21})$$

Pour déterminer analytiquement le potentiel, nous introduisons dans un premier temps la transformée de Fourier $\tilde{V}(k)$ de la fonction $V(x = h, z)$:

$$\tilde{V}(k) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} V(x = h, z) e^{-ikz} dz \quad (\text{IV.22})$$

que l'on peut calculer analytiquement :

$$\tilde{V}(k) = \frac{2V_0}{\sqrt{2\pi}} \frac{\sin(ka)}{k} \quad (\text{IV.23})$$

On cherche alors une solution à l'équation de Laplace en séparant les variables x et z sous la forme $V(x, y) = f(x)t(z)$. Quand k varie de $-\infty$ à $+\infty$, les fonctions $t(z) = \exp(ikz)$ forment une base de fonctions de z et pour chaque fonction $t(z)$, il existe deux fonctions $f(x)$ associées vérifiant $\Delta f(x)t(z) = 0$. Ce sont les fonctions $f(x) = \exp(\pm kx)$. En utilisant les conditions aux limites et l'expression de la transformées de Fourier $\tilde{V}(k)$, on peut écrire une solution de la manière suivante :

$$V(x, z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{V}(k) \frac{\sinh(kx)}{\sinh(kh)} e^{ikz} dk \quad (\text{IV.24})$$

Connaissant $V(x, z)$, on peut calculer le champ électrique en tout point de l'espace et notamment au niveau de la surface du septum en $x = 0$ où il est évidemment parallèle à l'axe \vec{x} . Ces calculs sont détaillés dans l'annexe C. On peut définir analytiquement une longueur effective d'interaction par :

$$L_{eff} = \frac{1}{E_0^2} \int_{-\infty}^{\infty} E^2(z) dz \quad (\text{IV.25})$$

où $E_0 = V_0/h$ est le champ électrique créée par un condensateur plan infini dont l'espacement entre électrodes est égal à h . A partir des calculs présentés dans l'annexe C, on obtient l'expression exacte de cette longueur en fonction des paramètres géométriques du condensateur :

$$L_{eff} = 2a \left[\coth\left(\frac{\pi a}{h}\right) - \frac{h}{\pi a} \right] \quad (\text{IV.26})$$

En négligeant les corrections exponentiellement faibles en $e^{-2\pi a/h}$ (ce qui est bien justifié dans notre expérience puisque avec $a \approx 25$ mm et $h \approx 2$ mm, l'argument de l'exponentielle est voisin de 79) :

$$L_{eff} \simeq 2a - \frac{2h}{\pi} \quad (\text{IV.27})$$

Nous devons évaluer une correction supplémentaire pour obtenir une longueur effective réaliste. En effet, la trajectoire atomique ne passe pas exactement au niveau de la surface

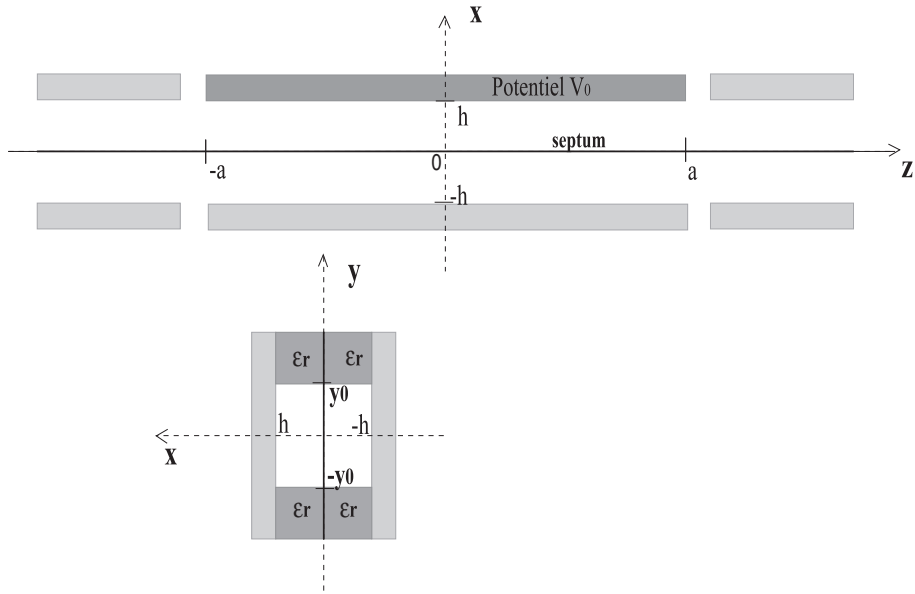


FIG. IV.7 – Schéma illustrant la cellule de mesure de polarisabilité. Le potentiel électrique V_0 est appliqué sur une électrode en $x = h$, et de longueur $2a$. Les autres électrodes sont à la masse. Les deux électrodes massives sont séparées par des entretoises isolantes de constante diélectrique ϵ_r positionnée en $y = \pm y_0$.

du septum mais à une distance ne pouvant guère excéder $50 \mu\text{m}$. Il faut donc connaître l'intégrale du carré du champ le long de cette trajectoire. On utilise les équations de Maxwell pour relier les composantes du champ électrique à une distance x de la surface à celles sur la surface. Ce calcul est détaillé dans l'annexe C et je ne donne ici que la première correction qui est quadratique avec la distance x à la surface. La longueur effective devient :

$$L_{eff} \approx 2a - \frac{2h}{\pi} + \frac{2\pi x^2}{3h} \quad (\text{IV.28})$$

Pour juger de son importance, exprimons cette correction comme une fraction du terme principal $2a$. Avec les valeurs de notre expérience ($x \approx 50 \mu\text{m}$, $h \approx 2 \text{ mm}$ et $a \approx 25 \text{ mm}$) cette correction représente $5 \times 10^{-3}\%$ de L_{eff} , qui est totalement négligeable. C'est pourquoi nous utiliserons comme longueur effective celle donnée par l'équation IV.27 et nous écrirons l'intégrale du carré du champ sous la forme :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} E^2 dz = V_0^2 \left[\frac{2a}{h^2} - \frac{2}{\pi h} \right] \quad (\text{IV.29})$$

IV.4.1.2 Réalisation du condensateur

Les électrodes massives sont réalisées à partir de plaques de verre aluminisées d'épaisseur voisine de 10 mm . Les électrodes de garde sont réalisées en ôtant par vaporisation laser le dépôt d'aluminium sur une zone de largeur $100 \mu\text{m}$ (travail réalisé par la firme Cheval

Laser). La région isolante ainsi créée peut supporter une différence de potentiel à ses bornes de l'ordre de 500 V, ce qui est approximativement la valeur maximale que l'on souhaite pouvoir appliquer. La longueur entre les électrodes de garde est fixée à $2a = 50$ mm, alors que la longueur totale du condensateur est égale à 80 mm. Chaque électrode de garde a une longueur selon l'axe z égale à 15 mm, ce qui est largement suffisant pour éviter tout champ à l'extérieur du condensateur.

Sur ces plaques de verre, nous collons des entretoises de verre d'épaisseur $h \approx 2$ mm avec un ruban adhésif double-face ARCLAD 7418 (Adhesive Research). La distance y_0 entre l'axe du jet atomique et les arêtes des entretoises est de $y_0 \approx 7$ mm, (la côte y_0 est définie sur la figure IV.7).

L'électrode centrale est réalisée à l'aide d'une fine feuille de mylar aluminisée sur les deux faces, d'épaisseur $6 \mu\text{m}$ vendue par Goodfellow. Cette feuille est tendue à part sur un gabarit cylindrique en y déposant une pellicule d'eau savonneuse et en la chauffant vers 80°C par un pistolet à air chaud. La feuille est ensuite collée sur l'assemblage de la plaque et des entretoises avec une colle epoxy EPOTEK 301 (Epoxy Technologies) choisie pour sa faible viscosité. La feuille est ensuite découpée aux dimensions des plaques. La découpe des bords libres de la feuille de mylar doit être faite avec de grandes précautions pour ne pas occasionner de légères plissures. En effet, au niveau du condensateur, l'écart entre les centres des deux faisceaux atomiques vaut approximativement $90 \mu\text{m}$ et la feuille de mylar doit s'insérer entre les deux faisceaux atomiques sans les perturber : sa planéité est donc cruciale pour ne pas entraver le passage des atomes.

Enfin, toutes les connections électriques sont réalisées à l'aide de fil fins collés au sommet du condensateur à l'aide d'une colle epoxy conductrice : les électrodes s'étendant sous les entretoises, il n'est pas nécessaire d'introduire des fils de connection près des jets atomiques.

IV.4.1.3 Défauts du condensateur

Champ électrique 3D

Nous avons montré théoriquement le caractère bidimensionnel du potentiel électrostatique, en supposant que les entretoises de verre sont des volumes diélectriques homogènes. Or, en réalité, l'espace inter-électrode est rempli par plusieurs couches de différents matériaux diélectriques : entretoises de verre, ruban adhésif, films de colle. La différence entre les permittivités de ces matériaux entraîne certainement des perturbations des lignes de champ, conférant par conséquent au champ électrique un caractère tridimensionnel. Cette perturbation, semble cependant négligeable puisque ces perturbations s'étendent sur des distances de l'ordre de l'épaisseur des matériaux minces (ruban adhésif et films de colle) de l'ordre de 10 à $15 \mu\text{m}$. On peut négliger cette correction d'autant plus que les permittivités de ces matériaux diélectriques ne sont pas extrêmement élevées.

Effets de bords de l'électrode

Nous avons supposé connaître le potentiel électrostatique en tout point de la plaque de verre. Or, le potentiel est mal connu dans les zones isolantes de $100 \mu\text{m}$ de large séparant l'électrode haute tension des électrodes de garde. Il semble raisonnable de supposer que le potentiel V diminue de manière continue de $V = V_0$ à 0 dans ces zones. La forme

exacte de la transition n'est pas en soit extrêmement importante puisque les détails de la forme du potentiel en $z = h$ sont fortement atténués par la convolution de $V(z)$ avec la fonction $g(z)$ définie en annexe. On peut alors calculer la longueur effective d'interaction L_{eff} à partir de l'équation IV.26 tant que l'on rajoute à la longueur de l'électrode massive la largeur moyenne des deux rainures. Dans notre cas, la largeur de ces rainures est de $100 \mu\text{m}$. Par prudence, nous avons donc pris cette largeur comme barre d'erreur sur la longueur L_{eff} et l'incertitude sur la longueur effective du condensateur est seulement de 0.2%.

Parallélisme des électrodes

Du parallélisme des électrodes dépend l'homogénéité du champ. Or le condensateur a été réalisé par l'empilage ruban adhésif-entretoise-couche de colle. Il en résulte une épaisseur variable qui pourrait affecter les mesures. Nous avons mesuré à l'aide d'une machine Litematic Mitutoyo, l'épaisseur h en fonction de la position z sur la ligne centrale des deux entretoises de verre à $y = \pm 12 \text{ mm}$. La valeur moyenne de ces deux mesures donne $h(z)$ dans le plan $y = 0$. Cette épaisseur n'est pas constante mais est bien représentée par une fonction linéaire de la forme $h(z) = h_0 + h_1(z/a)$, avec $h_0 = 2.056 \pm 0.003 \text{ mm}$ et $h_1 = 3.2 \times 10^{-3} \text{ mm}$. Comme les déviations h_1 sont très faibles devant h_0 , il est raisonnable de remplacer les termes qui apparaissent dans l'équation IV.29 sous la forme de puissance de h par leur valeur moyenne. Le premier terme qui apparait est en $1/h^2$ et correspond à l'intégration le long de la longueur du condensateur, en se limitant au premier terme non nul :

$$\left\langle \frac{1}{h^2} \right\rangle = \frac{1}{h_0^2} \left[1 + \frac{h_1^2}{h_0^2} \right] \quad (\text{IV.30})$$

Le second terme est en $1/h$ et traduit les effets de bords. Ce terme doit alors être remplacé par sa valeur moyenne aux deux extrémités :

$$\frac{1}{2} \left(\frac{1}{h(z = -a)} + \frac{1}{h(z = a)} \right) = \frac{1}{h_0} \left[1 + \frac{h_1^2}{h_0^2} \right] \quad (\text{IV.31})$$

Par hasard, ces deux corrections font intervenir le même facteur de correction en $h_1^2/h_0^2 = 2.4 \times 10^{-6}$, qui est complètement négligeable.

IV.4.1.4 Dimensions du condensateur

L'ensemble des paramètres que nous utiliserons désormais pour décrire le condensateur sont la longueur des électrodes massives de $2a = 50.00 \pm 0.1 \text{ mm}$, la distance h entre les deux électrodes du condensateur est donnée par $h_0 = 2.056 \pm 0.003 \text{ mm}$.

IV.4.2 Procédure expérimentale

IV.4.2.1 Réglages et optimisation de l'appareil

Une fois réalisé, le condensateur est monté sur un double point-trait-plan mécanique et piézo-électrique, lui même monté sur une translation mécanique. Le condensateur est positionné juste avant la deuxième onde stationnaire pour profiter d'un écart maximum entre les deux faisceaux atomiques. Deux réglages sont alors importants pour la suite de

l'expérience : le parallélisme de l'électrode centrale par rapport au jet atomique et sa position suivant la direction \vec{x} . L'alignement de la feuille de mylar se réalise en deux étapes. La première est réalisée sous la pression atmosphérique où un premier alignement mécanique de la rotation autour de \vec{z} et de la rotation autour de \vec{y} de la surface du mylar est réalisé avec le même type de procédure expérimentale que celle d'alignement des miroirs à l'angle de Bragg (Chapitre I). Ce réglage doit se faire avec une précision inférieure à $400 \mu\text{rad}$ de sorte à pouvoir, dans un deuxième temps, sous vide, régler l'orientation du septum à l'angle de Bragg via les cales piézo-électriques qui ont une course de $15 \mu\text{m}$ pour un bras de levier de 35 mm . Une fois ce réglage accompli il ne reste plus qu'à translater le condensateur de sorte à centrer le septum entre les deux chemins atomiques. On cherche à optimiser d'abord la transmission du flux d'atomes et dans un deuxième temps la visibilité des signaux d'interférences. Nous avons ainsi réussi à ne pratiquement pas affecter le trajet des atomes et à conserver une visibilité des franges d'interférences égale à $\mathcal{V} = 84\%$ comme illustré sur la figure IV.8.

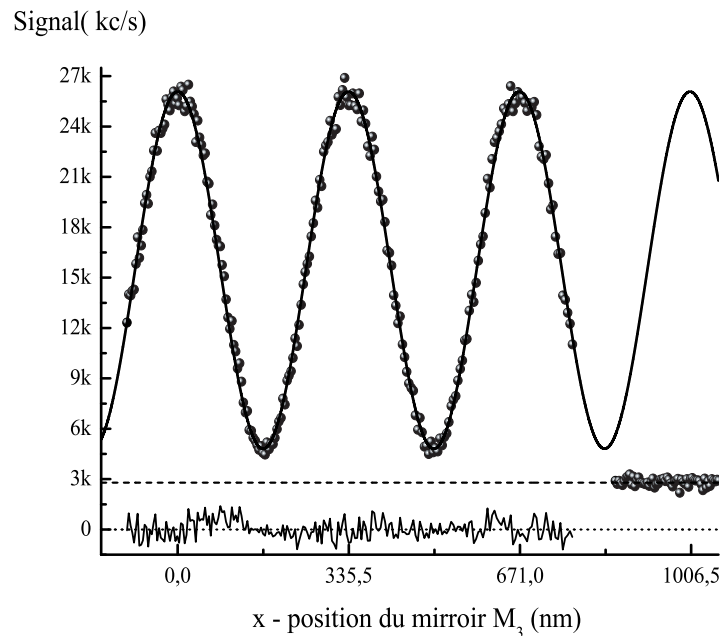


FIG. IV.8 – Signaux d'interférences obtenus en déplaçant le miroir M_3 alors que le septum est placée entre les deux bras de l'interféromètre. Le signal est exprimé en nombre de coups par seconde avec un temps d'aquisition de 0.1 s . Le signal de fond est représenté à la fin de l'enregistrement. La courbe en trait continu est le meilleur ajustement obtenu et la visibilité est égale à $\mathcal{V} = 84\%$. En bas de la courbe sont tracés les résidus de l'ajustement par rapport aux points expérimentaux

Une fois le condensateur positionné, nous avons optimisé la sensibilité en phase de l'interféromètre. Pour cela, nous avons ouvert la deuxième fente de collimation à $18 \mu\text{m}$ et la fente de détection à $50 \mu\text{m}$. Nous avons aussi réduit la pression d'argon dans la source du

jet atomique à 167 mbar pour augmenter le flux d'atomes détecté qui a atteint une valeur moyenne $I_0 = 10^5$ c/s. Dans ces conditions, la visibilité est de $\mathcal{V} = 62\%$ et la sensibilité en phase est de $16 \text{ mrad}/\sqrt{\text{Hz}}$.

IV.4.2.2 Acquisition des données

Comme mode d'acquisition, nous avons choisi de balayer les franges d'interférences à l'aide de la translation piézo-électrique reliée à M_3 et de comparer les deux interférogrammes obtenus successivement en présence et en l'absence de champ électrique. Tous les interférogrammes sont réalisés avec le même balayage de la cale piézo-électrique (même tension initiale et même pente) et sont constitués de 471 points avec un temps par canal de 0.36 s. La durée totale de l'enregistrement d'un interférogramme est alors d'environ 2 minutes et 50 secondes. Nous avons réalisé 44 interférogrammes successifs en alternant une acquisition à potentiel nul : $V_{0i} = 0$ pour i impair et une acquisition au potentiel $V_{0i} \approx 10 \times i$ pour i pair. Ainsi, pour chaque tension appliquée, nous avons deux enregistrements de référence en champ nul, celui qui précède et celui qui suit (sauf pour le dernier enregistrement!).

Nous n'avons pas dépassé la valeur de $V_0 = 450\text{V}$ pour deux raisons. D'une part nous n'étions pas sûr que les $100 \mu\text{m}$ de séparation entre l'électrode massive et les électrodes de gardes tiennent beaucoup plus que 450 V sans créer une décharge, ce qui aurait pu endommager le condensateur. D'autre part, à mesure que le champ électrique augmente le déphasage induit augmente, la visibilité des franges d'interférences diminue à cause de la dispersion en vitesse du jet atomique (rappelons que $\Delta\phi \propto 1/v$) ce qui rend la mesure du déphasage de moins en moins précise.

La figure IV.9 représente les signaux d'interférences obtenus pour des tensions de $V_0 = 0 \text{ V}$ ($i = 25$) et de $V_0 = 260 \text{ V}$ ($i = 26$). On remarque le déphasage qui est bien visible et qui est en fait voisin de 3π et la perte de visibilité liée à la dispersion en vitesse du jet, qui passe de $\mathcal{V} = 62\%$ à $\mathcal{V} = 42\%$.

IV.4.3 Analyse des données

Dans ce paragraphe j'explique comment nous avons extrait des enregistrements réalisés le déphasage induit par le terme de polarisabilité. Je présente le principe de notre mesure de phase et j'explique les différentes corrections à prendre en compte dans la modélisation correcte du signal d'interférences.

IV.4.3.1 Détermination du déphasage à partir des données expérimentales

On peut écrire le signal issu de chaque interférogramme de la manière suivante :

$$I_i(n) = I_{0i}[1 + \mathcal{V}_i \cos(\psi_i(n))] \text{ avec } \psi_i(n) = a_i + b_i n + c_i n^2 \quad (\text{IV.32})$$

où n est le numéro de canal, a_i est la phase initiale de l'interférogramme, b_i est la pente de la phase en fonction du numéro de canal et c_i représente la non-linéarité du balayage due pour l'essentiel aux effets d'hystérésis de la cale piézo-électrique. Nous avons trouvé dans ce cas que la meilleure mesure de la phase est donnée par la phase moyenne des

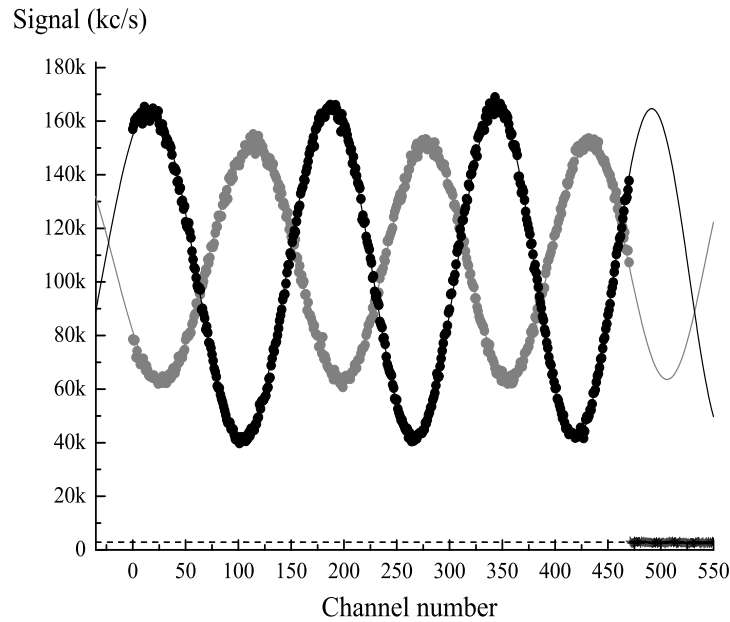


FIG. IV.9 – Signaux expérimentaux correspondant à $V_0 = 0$ V en noir et $V_0 = 260$ V en gris. Le déphasage lié à la polarisabilité est voisin de 3π . Les courbes en traits pleins correspondent aux ajustements réalisés à partir de l'équation IV.34.

471 canaux d'acquisition : $\langle \psi_i \rangle = \langle \psi_i(n) \rangle_n$. La barre d'erreur à 1σ varie alors de 2 mrad pour les enregistrements présentant des franges de visibilité élevée à 23 mrad pour les enregistrements avec une faible visibilité (c'est à dire pour les quelques enregistrements avec $V_0 \geq 400$ V pour lesquels la visibilité \mathcal{V} est de l'ordre de 10%).

Pour extraire le déphasage $\Delta\phi_i$ lié à la présence du champ électrique, on soustrait à la phase $\langle \psi_i \rangle$ la phase moyenne des phases des enregistrements faits juste avant et juste après (là encore, sauf pour le dernier enregistrement !) et on a donc :

$$\Delta\phi_i = \langle \psi_i \rangle - \frac{(\langle \psi_{i-1} \rangle + \langle \psi_{i+1} \rangle)}{2} \quad (\text{IV.33})$$

Les phases $\langle \psi_i \rangle$ en l'absence de champ électrique (i impair) présentent une dérive régulière et une oscillation. La dérive est d'origine thermique et nous l'avons analysée dans le chapitre III. Les oscillations de valeur quadratique moyenne 33 mrad et de période 17 minutes restent incomprises et ce sont ces oscillations qui limitent notre précision sur la mesure de $\Delta\phi(V_0)$. Nous avons choisi comme barre d'erreur sur $\Delta\phi(V_0)$ la combinaison quadratique de l'erreur donnée par l'ajustement de $\langle \psi_i \rangle$ et de la valeur quadratique moyenne des oscillations, soit 33 mrad.

IV.4.3.2 Interprétation de la phase mesurée

La phase liée à l'application d'un champ électrique sur l'un des bras est donnée par l'équation IV.17. Cette phase est dispersive en vitesse, ce qui signifie que chaque classe de vitesse donne un interférogramme avec une phase différente et la figure d'interférence finale est la somme incohérente de tous ces interférogrammes. C'est ce qui explique la décroissance de la visibilité des franges quand la tension appliquée augmente. Pour extraire de manière précise la valeur de la polarisabilité de l'atome de lithium, il faut absolument prendre en compte la moyenne sur les vitesses. Le signal s'écrit alors :

$$I = I_0 \int P(v) \left[1 + \mathcal{V}_0 \cos \left(\psi + \Delta\phi(u) \frac{u}{v} \right) \right] dv \quad (\text{IV.34})$$

où $\Delta\phi(u)$ est le déphasage induit par le champ pour les atomes ayant la vitesse la plus probable u . A partir de maintenant, on notera $\phi_m(V_0)$ ce déphasage pour alléger la notation et rappeler la dépendance de ce déphasage avec la tension appliquée V_0 ($\phi_m \propto V_0^2$). $P(v)$ est la distribution en vitesse donnée par :

$$P(v) = \frac{S_{\parallel}}{u\sqrt{\pi}} \exp \left[-((v-u)S_{\parallel}/u)^2 \right] \quad (\text{IV.35})$$

où S_{\parallel} est le rapport de vitesses parallèles. En développant u/v en puissance de $(v-u)$ au second ordre inclus, on obtient des résultats analytiques [22]. Cependant pour des déphasages élevés allant jusqu'à 25 rad, cette formule analytique s'écarte du résultat exact d'une quantité plus grande que l'incertitude de nos mesures. C'est pourquoi nous avons préféré faire un ajustement directement en calculant numériquement la moyenne sur la vitesse pour chaque tension appliquée. Les paramètres variables sont S_{\parallel} et le rapport $\phi_m(V_0)/V_0^2$ et il faut ajuster simultanément les mesures de phase et de visibilité des signaux d'interférences pour déterminer au mieux ces deux paramètres. Les courbes en gris sur les figures IV.11a et IV.11b montrent l'accord entre les résultats expérimentaux et notre ajustement. Le meilleur ajustement fournit les valeurs de ces deux paramètres et leurs incertitudes :

$$S_{\parallel} = 8.00 \pm 0.06 \quad (\text{IV.36})$$

$$\phi_m(V_0)/V_0^2 = (1.3870 \pm 0.0010) \times 10^{-4} \text{ rad/V}^2 \quad (\text{IV.37})$$

Ce résultat est celui qui a été présenté dans les articles [133, 134]. Après la parution de ces deux articles, nous avons remarqué que nous avons oublié de prendre en compte la phase dispersive en vitesse due à la rotation de la Terre par effet Sagnac dont la valeur calculée à la longitude du laboratoire (voir Chapitre III.4) vaut :

$$\Delta\phi_{\text{Sagnac}}(v) = 0.644 \frac{u}{v} \text{ rad} \quad (\text{IV.38})$$

en utilisant la valeur de u dont la mesure est décrite dans le paragraphe suivant. En appliquant le champ électrique sur le faisceau atomique "supérieur" de l'interféromètre, comme représenté sur les figures IV.10, cette phase a le signe opposé à la phase induite par le champ électrique et doit donc être retranchée à la phase du signal interférométrique.

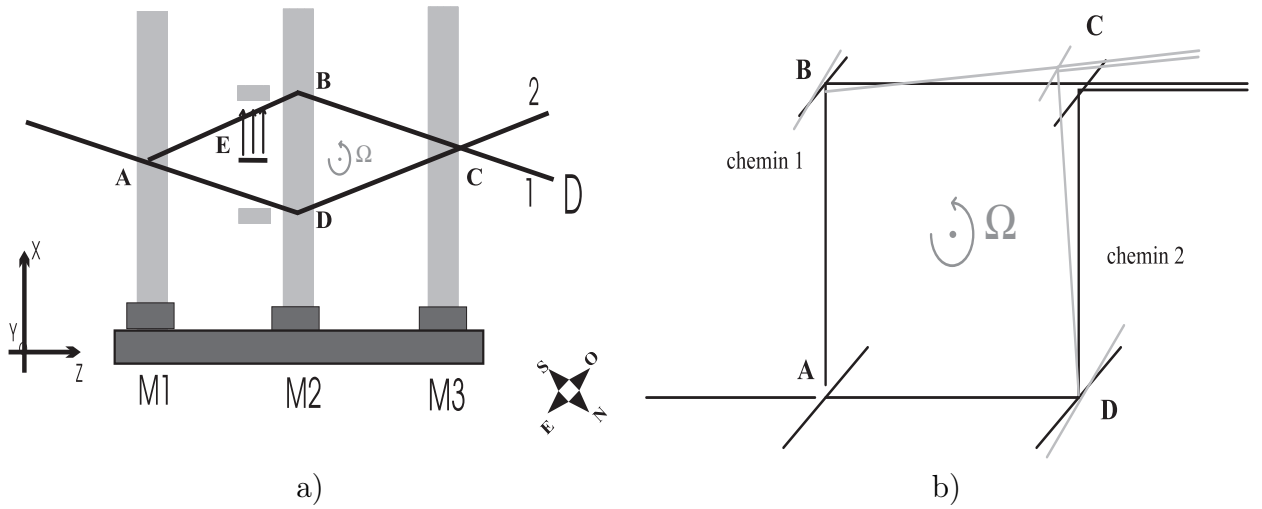


FIG. IV.10 – Illustration de l'effet Sagnac dans le cas de la mesure de polarisabilité. La figure a) représente la géométrie de l'interféromètre où le champ électrique est appliqué sur le chemin supérieur. A cause de la rotation terrestre, l'ensemble de l'interféromètre est en rotation autour de $\vec{\Omega}$, calculée précisément dans le cas de l'orientation de notre dispositif expérimental grâce à un dispositif GPS. La figure b) représente la géométrie de Mach Zehnder de forme carrée pour simplifier le raisonnement. Le mouvement de rotation suivant $\vec{\Omega}$, fait que le chemin atomique 1 est légèrement plus court que le chemin atomique 2, de sorte que $(\varphi_1 - \varphi_2)_{Sagnac} < 0$, où φ_i est la phase associée au chemin i . Au contraire, l'application d'un champ électrique sur le chemin 1 provoque l'accélération des atomes et une augmentation de la longueur du trajet atomique de sorte que $(\varphi_1 - \varphi_2)_{elec} > 0$. Ces deux effets sont alors de signes opposés.

Le déphasage Sagnac influence directement la visibilité des franges et on constate sur la figure IV.11 b), que la courbe noire qui prend en compte ce déphasage s'ajuste mieux aux mesures de visibilité que la courbe grise qui ne tient pas compte de ce déphasage. Par contre, pour les mesures de déphasage, les courbes noire et grise représentant les résultats de ces deux ajustements sont pratiquement superposées : la prise en compte du déphasage Sagnac n'influence pas la mesure de la polarisabilité. Les deux paramètres issus du meilleur ajustement tenant compte de l'effet Sagnac sont donnés par :

$$S_{\parallel} = 7.67 \pm 0.06 \quad (\text{IV.39})$$

$$\phi_m(V_0)/V_0^2 = (1.3880 \pm 0.0010) \times 10^{-4} \text{rad}/V^2 \quad (\text{IV.40})$$

Le premier commentaire concerne la valeur de la phase $\phi_m(V_0)/V_0^2$. La prise compte de l'effet Sagnac a introduit une petite correction égale à 0.07% ce qui n'est pas négligeable puisqu'elle est égale à l'incertitude statistique sur cette quantité. Heureusement, l'incertitude sur la polarisabilité α est notablement plus grande et la prise en compte du déphasage Sagnac ne déplacera notre valeur de α que d'une faible fraction de l'incertitude annoncée. Je tiens à souligner que la faible incertitude relative sur la quantité $\phi_m(V_0)/V_0^2$ montre l'excellente cohérence des mesures de phase effectuées avec notre interféromètre atomique :

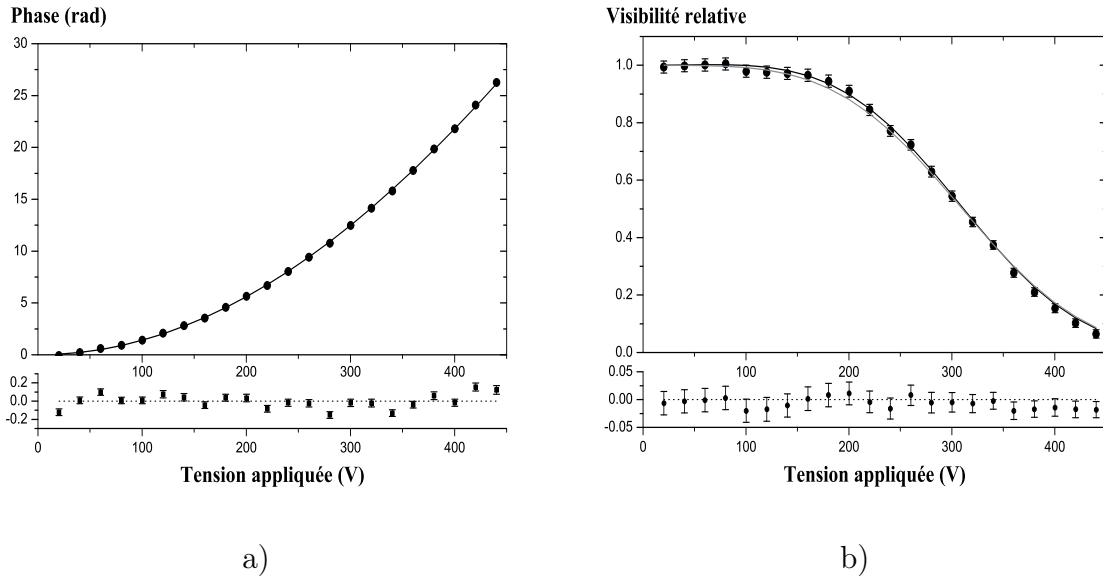


FIG. IV.11 – a) Déphasage mesuré $\Delta\phi(V_0)$ en fonction de la tension appliquée V_0 . Les points sont expérimentaux et les meilleurs ajustements réalisés grâce à l'équation IV.34 sont représentés en trait plein gris (sans effet Sagnac) et en trait noir (avec effet Sagnac). Ces deux courbes sont pratiquement superposées. Les résidus de l'ajustement avec effet Sagnac sont tracés avec une échelle dilatée en bas de la figure. b) La visibilité relative $\mathcal{V}/\mathcal{V}_0$ avec $\mathcal{V}_0 = 62\%$ est tracée en fonction de la tension appliquée. Les points sont expérimentaux et les meilleurs ajustements réalisés grâce à l'équation IV.34 sont représentés en trait plein gris (sans effet Sagnac) et en trait noir (avec effet Sagnac). L'effet Sagnac modifie notablement la visibilité des franges et l'ajustement qui prend en compte l'effet Sagnac est clairement meilleur tout particulièrement pour une tension appliquée voisine de $V_0 = 200\text{V}$.

les résidus de l'ajustement présentés sur la figure IV.11 a) sont dominés par une oscillation qui correspond à l'oscillation observée sur les phases ψ_i des enregistrements faits en champ électrique nul ($V_0 = 0\text{V}$). Il est clair que si nous arrivons à comprendre puis à réduire cette oscillation de phase, nous pouvons espérer réduire l'incertitude sur nos mesures de phase d'un facteur de l'ordre de 10.

Le résultat IV.39 est intéressant car il fournit la valeur du rapport de vitesses parallèles S_{\parallel} de la distribution des atomes qui interfèrent. On s'attend à ce que ce rapport soit un peu plus grand que celui mesuré sur le jet atomique incident par exemple par des mesures de fluorescence induite utilisant l'effet Doppler, à cause de la sélectivité en vitesse de la diffraction de Bragg.

IV.4.3.3 Mesure de la vitesse moyenne des atomes

Le seul paramètre qui manque alors pour pouvoir déterminer la valeur de α est la vitesse moyenne u des atomes et nous avons réalisé deux mesures de u par des méthodes différentes, qui sont décrites plus en détail dans la thèse d'Alain Miffre [22]. La première,

basée sur l'effet Doppler, consiste à intercepter le jet atomique avec un faisceau laser quasi contrapropageant. Le transfert de la quantité de mouvement des photons réémis spontanément au moment de la résonance provoque une perte de l'intensité transmise qui permet de déterminer la vitesse moyenne du jet atomique. La seconde méthode utilise la diffraction de Bragg. On enregistre le signal transmis à l'ordre zéro de diffraction tout en variant de manière continue l'angle entre le jet atomique et la normale au miroir de l'onde stationnaire. La perte maximale d'intensité correspond à l'angle de Bragg le plus probable, c'est à dire à l'angle de Bragg obtenu pour la vitesse u .

Mesure de u par effet Doppler

Nous utilisons un faisceau laser quasi contrapropageant avec l'onde atomique de lithium pour mesurer la vitesse des atomes au niveau de l'enceinte de l'interféromètre. La vitesse moyenne u est alors déduite du décalage Doppler en fréquence $\Delta\nu$ de la transition atomique excitée :

$$u_{Doppler} = \lambda_L \Delta\nu / \cos(\theta) \quad (\text{IV.41})$$

où λ_L est la longueur d'onde laser excitatrice et θ l'angle entre le faisceau laser sonde et l'axe \vec{z} du jet atomique.

Le dispositif expérimental est le suivant : un faisceau laser, noté A, issu du laser à colorant pénètre dans l'enceinte à vide de l'interféromètre via un hublot traité antireflet à 671nm. Ce faisceau est alors réfléchi par un pentaprisme en direction de la source atomique. Le faisceau laser et le jet atomique se croisent alors juste avant le miroir M_2 . De plus, nous utilisons un faisceau, noté B, issu de la même source laser, qui croise le jet atomique perpendiculairement. Ce faisceau induit, tout comme le A, de la fluorescence induite, mais cette fois-ci la fréquence excitatrice n'est pas décalée par effet Doppler. Ce faisceau B nous sert alors de référence pour mesurer l'écart en fréquence. La raie atomique utilisée est la transition $^2S_{1/2}, F = 2 \rightarrow ^2P_{3/2}$ du 7Li . Pour optimiser le signal, le jet atomique est pompé optiquement dans le niveau hyperfin $F = 2$, via une diode laser commerciale, au niveau de la deuxième enceinte à vide.

La figure IV.12 a) représente le signal enregistré lorsque l'on balaye la fréquence du laser à colorant. Lorsque la fréquence laser est exactement à résonance, le faisceau B induit une forte atténuation du signal. Lorsque la fréquence laser compense l'effet Doppler, on observe une perte d'intensité liée au faisceau A. L'écart entre les pics A et B mesure l'écart $\Delta\nu$. L'angle θ est mesuré géométriquement d'où on déduit la valeur de son cosinus à $\cos(\theta) = 0.9976 \pm 0.0012$. Ainsi, l'ajustement des points expérimentaux conduit à une mesure du décalage en fréquence $\Delta\nu = 1585.9 \pm 9.9$ MHz. On en déduit alors, à partir de l'équation IV.41, une mesure de la vitesse moyenne u de :

$$u_{Doppler} = 1066.4 \pm 8 \text{ m/s} \quad (\text{IV.42})$$

Mesure de u par diffraction laser

Nous avons enregistré la probabilité de diffraction de l'onde atomique en fonction de l'angle de rotation du miroir M_2 autour de l'axe \vec{y} perpendiculaire au jet atomique.

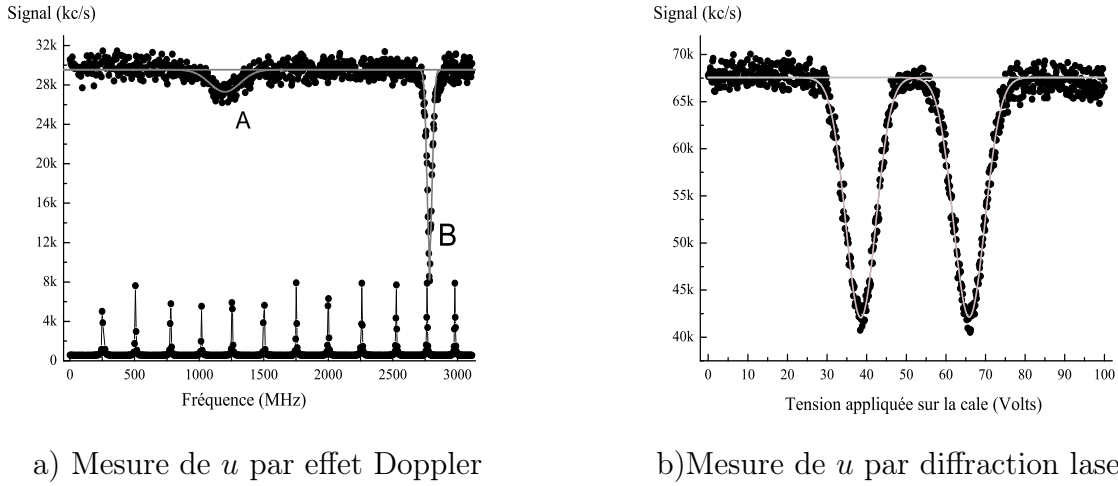
a) Mesure de u par effet Dopplerb) Mesure de u par diffraction laser

FIG. IV.12 – Signaux expérimentaux enregistrés pour la mesure de la vitesse moyenne u des atomes du jet atomique. a) Pertes d'intensité du jet atomique sous l'action de deux faisceaux laser A et B, l'un d'incidente rasante A et l'autre B perpendiculaire au jet atomique. b) Profil de diffraction de l'onde atomique obtenu par enregistrement des pertes d'intensité du jet atomique non diffracté à l'ordre $p = 1$.

On observe alors les pertes d'intensité du faisceau non diffracté par la deuxième onde stationnaire : ces signaux sont présentés sur la figure IV.12 b). La vitesse moyenne u est alors déduite de l'écart angulaire entre les deux pics de diffraction du premier ordre qui vaut θ_D et qui mesure l'angle de Bragg :

$$\theta_B = \theta_D/2 = \frac{h}{mu\lambda_L} \quad (\text{IV.43})$$

A partir d'une calibration préalable de l'angle de rotation du miroir M_2 en fonction de la tension électrique appliquée sur la cale piézo-électrique de $5.83 \mu\text{rad}/\text{V}$, nous mesurons un angle de Bragg de $\theta_B = 79.75 \pm 0.65 \mu\text{rad}$. L'ajustement Gaussien réalisé sur la figure IV.12 b) ne tient pas compte de la distribution en vitesse et de la divergence du jet. La prise en compte de ces effets corrige l'angle de Bragg qui vaut alors $\theta_B = 79.62 \pm 0.63 \mu\text{rad}$. La vitesse u ainsi mesurée est donnée par :

$$u_{diff} = 1065.0 \pm 8.4 \text{ m/s} \quad (\text{IV.44})$$

Valeur de la vitesse moyenne u :

En combinant quadratiquement ces deux mesures, nous avons obtenu :

$$u = 1065.7 \pm 5.8 \text{ m/s} \quad (\text{IV.45})$$

On peut comparer cette mesure avec la valeur théorique donnée par la théorie des jets supersoniques et la mesure de la température de la buse $T_0 = 1073 \pm 11 \text{ K}$. La formule simple $u = \sqrt{5k_B T_0/m}$ prédit $u = 1056.7 \pm 5.5 \text{ m/s}$ mais il faut introduire plusieurs corrections :

- la plus importante est due à l'effet de "velocity slip" (la vitesse moyenne d'un atome léger comme le lithium ensemencé dans un atome lourd est plus grande que la vitesse moyenne de l'atome lourd). Une simulation numérique faite par Skovordodko nous a permis d'estimer cet effet à +2.42% dans les conditions de notre expérience.

- nous pouvons estimer le rapport de vitesse parallèle $S_{\parallel}(Ar)$ de l'argon à $S_{\parallel}(Ar) = 8.3$ grâce à la relation semi-empirique de Beijerinck et Verster. La vitesse moyenne u d'un jet supersonique ayant un rapport de vitesse parallèle fini est plus petite que si $S_{\parallel} \rightarrow \infty$ d'une quantité $0.75/S_{\parallel}(Ar)^2$ et cela diminue la vitesse moyenne u de 1.09%.

- enfin, bien que très dilué, le lithium affecte la masse atomique moyenne et cette correction augmente la vitesse moyenne du jet 0.21%.

Ce calcul prédit finalement une vitesse moyenne pour le lithium égale à $u = 1073 \pm 5.6$ m/s, où la barre d'erreur provient de l'incertitude sur la température T_0 . Cette valeur issue de la théorie des jets supersoniques est en accord satisfaisant avec notre mesure donnée par l'équation IV.45.

IV.4.4 Polarisabilité électronique de l'atome de lithium

En utilisant les équations IV.17 et IV.29, on peut écrire :

$$\alpha(Li) = \left(\frac{\hbar u}{2\pi\epsilon_0} \right) \left(\frac{\phi_m}{V_0^2} \right) \left[\frac{h_0^2}{2a - \frac{2h_0}{\pi}} \right] \quad (\text{IV.46})$$

Nous mesurons alors $\alpha/u = (2.284 \pm 0.008) \times 10^{-32} \text{m}^2\text{s}$, avec une précision de 0.35%. En utilisant la mesure de la vitesse moyenne u (équation IV.45), nous obtenons la valeur de la polarisabilité électrique de l'atome de ${}^7\text{Li}$ dans son état fondamental :

$$\alpha(Li) = (24.34 \pm 0.16) \times 10^{-30} \text{m}^3 = 164.27 \pm 1.1 \text{ u.a.} \quad (\text{IV.47})$$

L'incertitude finale de 0.66% est obtenue en sommant quadratiquement les incertitudes relatives des grandeurs suivantes :

- l'incertitude sur le carré de l'épaisseur du condensateur h est de $2 \times 1.5 \times 10^{-3}$
- l'incertitude sur la longueur $2a$ du condensateur est 2.0×10^{-3}
- l'incertitude sur la mesure de la phase $\phi_m(V_0)/V_0^2$ est 0.70×10^{-3}
- l'incertitude sur la vitesse moyenne u est 5.44×10^{-3} .

IV.5 Comparaison avec les calculs théoriques

La polarisabilité électrique d'un atome dans son état fondamental $|f\rangle$ s'exprime de la manière suivante :

$$\alpha_f = \sum_e \frac{|\langle f|D|e\rangle|^2}{\mathcal{E}_f - \mathcal{E}_e} \quad (\text{IV.48})$$

où D est l'opérateur dipolaire électrique qui ne couple que des états de parité opposée. \mathcal{E}_f est l'énergie de l'état fondamental et les états $|e\rangle$ sont les états excités d'énergie \mathcal{E}_e .

L'état fondamental d'un atome alcalin traité comme un atome à un seul électron s'écrit $|n, l = 0, s = 1/2\rangle = |n, ^2S_{1/2}\rangle$ et cet état n'est couplé par l'opérateur dipolaire électrique qu'aux états $|n', l = 1, s = 1/2\rangle = |n', ^2P_{J'}\rangle$. Les couches internes ne jouent pas un rôle négligeable dans la polarisabilité et il faut tenir compte des effets de ces couches. Dans le cas du lithium, le coeur est très peu polarisable, comme le montre la faible valeur de la polarisabilité de l'ion Li^+ discutée plus loin. On fait aussi l'approximation que la polarisabilité de l'atome est indépendante du sous niveau hyperfin et on discutera rapidement l'ampleur de cette dépendance. Avec ces approximations, la polarisabilité électrique statique d'un alcalin dans son état fondamental est alors donnée par :

$$\alpha = \frac{1}{3} \sum_{J'} \left[\sum_{n'} \frac{|\langle n, ^2S_{1/2} || D || n', ^2P_{J'} \rangle|^2}{\mathcal{E}_{n, ^2S_{1/2}} - \mathcal{E}_{n', ^2P_{J'}}} + \int d\mathcal{E} \frac{|\langle n, ^2S_{1/2} || D || \mathcal{E}, ^2P_{J'} \rangle|^2}{\mathcal{E}_{n, ^2S_{1/2}} - \mathcal{E}} \right] \quad (\text{IV.49})$$

où la somme sur J' s'étend aux deux niveaux de structure fine de chaque état 2P . La somme sur n' s'étend de n à $+\infty$ et l'intégrale s'étend sur le continuum correspondant aux états ionisés de l'atome.

Pour tous les alcalins, la valeur de α est dominée par l'excitation de l'électron de valence ns vers le niveau 2P avec la même valeur de n : la première transition de résonance vaut près de 98% de la polarisabilité électrique des alcalins légers (voir le tableau IV.2). Pour un calcul précis de α , il faut bien sûr prendre en compte les transitions vers des niveaux d'énergies plus élevées $n' \geq n + 1$, ainsi que les excitations vers le continuum d'ionisation. Pour cela on dispose des forces d'oscillateurs discrètes (expérimentales ou calculées) des transitions $ns \rightarrow n'p$, ainsi que des sections efficaces de photoionisations pour le continuum.

Dans un premier temps, je vais décrire de manière qualitative la polarisabilité des atomes alcalins. Je commencerai par évaluer la contribution de la première transition de résonance. En utilisant des résultats de calculs disponibles, j'évaluerai l'effet des corrélations électroniques, et l'effet du coeur ionique pour tous les alcalins.

Dans un deuxième temps, je m'intéresserai plus particulièrement au cas du lithium et j'évaluerai les diverses contributions à la polarisabilité. Je présenterai ensuite une revue des calculs numériques concernant la polarisabilité électrique du lithium. Je discuterai les corrections relativistes et l'effet de masse réduite sur la polarisabilité de l'atome de lithium qui sont rarement pris en compte dans les calculs. Nous pourrions alors conclure sur la valeur théorique de la polarisabilité du lithium et la comparer à notre mesure expérimentale.

IV.5.1 Polarisation statique d'un alcalin dans son état fondamental

La polarisation statique s'obtient en considérant tous les états $^2P_{J'}$ avec trois contributions essentielles, celle de l'état de résonance $n' = n$, celle des états de nombre quantique n' plus élevés : $n' > n$, et celle du continuum de photoionisation. Pour calculer les diverses contributions, nous allons utiliser les forces d'oscillateurs des diverses transitions qui sont

reliées à l'élément de matrice du dipôle électrique par [202] :

$$f_{2S_{1/2} \rightarrow 2P_{J'}} = \frac{2}{3(2J+1)} |\langle {}^2S_{1/2} \| D \| {}^2P_{J'} \rangle|^2 / (\mathcal{E}_{n', 2P_{J'}} - \mathcal{E}_{n, 2S_{1/2}}) \quad (\text{IV.50})$$

en utilisant le système d'unités atomiques et il faut faire $J = 1/2$ pour l'état fondamental des alcalins. Pour les états du continuum, on introduit une densité de forces d'oscillateurs et on peut étendre cette notion dans le domaine des états de Rydberg en écrivant :

$$\frac{df}{d\mathcal{E}}(\text{u.a.}) = \frac{(n_{n'p}^*)^3}{\tilde{Z}^2} f_{ns-n'p} \quad (\text{IV.51})$$

où $df/d\mathcal{E}$ est la densité de forces d'oscillateurs en u.a.. On prendra la charge effective du noyau \tilde{Z} égale à 1 dans le cas du lithium. $n_{n'p}^*$ est le nombre principal effectif de l'état $n'p$, défini par :

$$n_{n'p}^* = R_H^2 / (\mathcal{E}_{Ion} - \mathcal{E}_{n'p})^2 \quad (\text{IV.52})$$

où $R_H = 109737.15 \text{ cm}^{-1}$ est la constante de Rydberg et $\mathcal{E}_{Ion}({}^7Li) = 43487.19 \text{ cm}^{-1}$ est l'énergie d'ionisation du lithium.

Pour les transitions vers le continuum, la densité de forces d'oscillateurs est reliée à la section efficace σ de photoionisation par :

$$\frac{df}{d\mathcal{E}} = \frac{c\sigma(\mathcal{E})}{2\pi^2} \quad (\text{IV.53})$$

En utilisant les définitions précédentes, la polarisabilité de l'atome alcalin dans son état fondamental s'écrit :

$$\alpha(\text{u.a.}) = \left[\frac{f_{ns \rightarrow np}}{(\mathcal{E}_{ns} - \mathcal{E}_{np})^2} + \sum_{n'} \left(\frac{f_{ns \rightarrow n'p}}{(\mathcal{E}_{n'p} - \mathcal{E}_{ns})^2} \right) + \int_E \left(\frac{df}{d\mathcal{E}} \times \frac{1}{(\mathcal{E} - \mathcal{E}_{ns})^2} d\mathcal{E} \right) \right] \quad (\text{IV.54})$$

où les énergies sont exprimées en unités atomiques. La sommation sur les deux états de structure fine $J = 1/2$ et $J = 3/2$ est déjà prise en compte dans les expressions des forces d'oscillateurs $f_{i \rightarrow k}$.

IV.5.1.1 Contribution à la polarisabilité des alcalins de la transition de résonance : $ns \rightarrow np$

Nous allons voir que la contribution de l'état de résonance $n' = n$ est extrêmement importante dans le cas des alcalins et nous appellerons α_{res} cette contribution. On utilise pour ce calcul les données répertoriées par M.S. Safronova [203] et on compare cette valeur à la valeur recommandée de α donnée par le même auteur (voir la table IV.2). On constate alors que α_{res}/α décroît quand le nombre d'électrons augmente mais cette fraction varie seulement entre 98.8% pour le sodium à 95.3% pour le césium. On peut noter que les forces d'oscillateurs ne sont pas un bon indicateur de la contribution des transitions de résonance. On constate en particulier que la somme des forces d'oscillateurs croît avec le nombre d'électrons et dépasse l'unité pour les alcalins lourds : ce résultat montre bien que l'approximation monoélectronique n'est pas très bonne pour ces atomes et il illustre l'importance de la corrélation électronique.

	²³ Na		³⁹ K		⁸⁵ Rb		¹³³ Cs	
Nbre e ⁻	11		19		37		55	
<i>J</i>	1/2	3/2	1/2	3/2	1/2	3/2	1/2	3/2
<i>D</i>	3.5246	4.9838	4.102	5.800	4.231	5.977	4.4890	6.3238
ΔE	16956	16973	12985	13042	12578	12816	11178	11732
$\alpha_{res.}$	160.656		283.488		308.032		381.247	
α	162.6		298.2		318.6		399.9	
$\alpha_{res.}/\alpha$	0.988		0.977		0.967		0.953	
f_{osc}^a	0.322	0.647	0.340	0.682	0.322	0.675	0.344	0.7136
$\sum f_{osc}^a$	0.969		1.022		0.997		1.0576	
f_{osc}^b	0.3199	0.6403	0.335	0.6706	0.342	0.695	0.0342	0.7126
$\sum f_{osc}^b$	0.9602		1.006		1.037		1.0547	

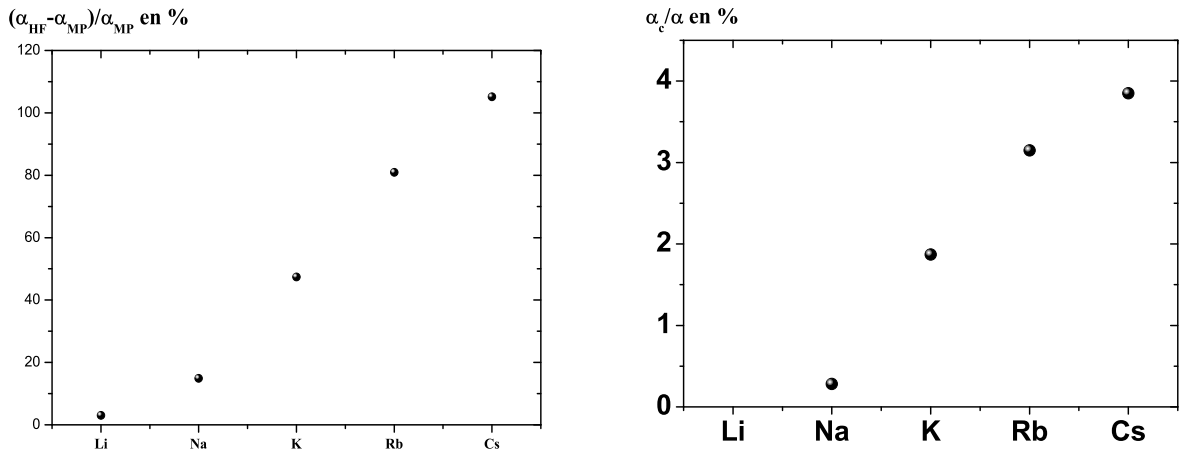
TAB. IV.2 – Pour chacun des alcalins, sont répertoriés : les dipôles en u.a., les énergies en cm⁻¹ des transitions résonnantes $^2S \rightarrow ^2P_J$. Ensuite, je donne la contribution $\alpha_{res.}$ de ces transitions à la polarisabilité de l'atome α . Cette valeur de α est celle recommandée par M.S. Safronova dans l'article [203]. Enfin sont données les forces d'oscillateurs de chaque transitions issues a) des données du N.I.S.T. et b) de l'article [203] : on constate des différences non négligeables, étonnantes pour des transitions tellement étudiées.

IV.5.1.2 Corrections liées à la modélisation de l'atome

Les divers calculs théoriques de la polarisabilité électrique des alcalins se distinguent souvent par la prise en compte de certaines corrections plus ou moins importantes suivant l'atome, telles que la modélisation de la corrélation entre électrons, et la contribution des électrons de coeur. La figure IV.13 représente la contribution de ces corrections en % à la valeur de la polarisabilité recommandée pour les divers alcalins.

La figure IV.13 a) représente l'importance de la prise en compte de la corrélation électronique dans la valeur de la polarisabilité. Ces données sont obtenues en comparant les calculs de type Hartree Fock (sans corrélation) et Moller Plesset (avec corrélation) réalisés par I. S. Lim et ses collaborateurs [204]. On constate que la corrélation électronique joue un rôle de plus en plus important à mesure que le nombre d'électrons augmente. Même pour le lithium, cette correction représente déjà 3.5% de la valeur de α ce qui n'est pas du tout négligeable et elle est supérieure à la valeur finale de α pour le césium !

La figure IV.13 b) représente la contribution des électrons de coeur à la valeur de la polarisabilité des alcalins calculée par A. Derevianko et ses collaborateurs [203]. Cette contribution, qui représente la contribution des états atomiques où le coeur est excité, est plus faible que l'effet de la corrélation électronique puisque l'effet n'excède pas 4% de la polarisabilité dans le cas du césium.



a) Importance de la corrélation électronique
Comparaison entre les valeurs Hartree Fock
et Möller Plesset issues de [204]

b) Contribution des excitations des
électrons de coeur à la polarisabilité
des alcalins [203].

FIG. IV.13 – Importance relative des contributions de la corrélation électronique et des excitations de coeur à la polarisabilité des alcalins. Plus le nombre d'électrons augmente, plus la contribution de la corrélation électronique est importante et elle joue un rôle majeur pour les alcalins lourds. La polarisabilité de coeur augmente aussi avec le nombre d'électrons mais elle reste une petite fraction de α même pour le césium.

IV.5.2 Polarisation électrique de l'atome de lithium dans son état fondamental

IV.5.2.1 Contribution à la polarisabilité de la première transition de résonance $2s \rightarrow 2p$

La force d'oscillateurs de la transition de résonance $|n = 2, ^2S\rangle \rightarrow |n = 2, ^2P\rangle$ du ${}^7\text{Li}$ est très bien connue. La valeur la plus précise est celle calculée par Z. Yan et G. Drake [206], qui présentent dans leur article une revue de nombreux résultats antérieurs. La force d'oscillateur de la transition $2s - 2p$ d'énergie $14903,2\text{cm}^{-1}$ est de :

$$f_{2s \rightarrow 2p}(th) = 0.7467871 \quad (\text{IV.55})$$

Cette valeur théorique se compare très bien à la valeur expérimentale [208] de W. I. McAlexander et al. de $f_{2s \rightarrow 2p}(exp) = 0.7502(44)$. Cette force d'oscillateur apparaît comme faible si on la compare aux forces d'oscillateurs des autres alcalins dans la table IV.2, notamment avec celle du sodium. En effet, ces deux atomes ont sensiblement la même polarisabilité : $\alpha(\text{Li}) \sim 164.11$ u.a. [209] et $\alpha(\text{Na}) \sim 162.6$ u.a. [205] et on aurait pu s'attendre à des forces d'oscillateurs comparables. La force d'oscillateurs de la transition $3s \rightarrow 3p$ du sodium vaut $f_{3s \rightarrow 3p} = 0.9602$ u.a.. La contribution de la première transition de résonance $2s \rightarrow 2p$ à la polarisabilité du lithium :

$$\alpha_{res.} = 161.945 \text{ u.a.} \quad (\text{IV.56})$$

ce qui représente 98.68% de la valeur totale de la polarisabilité calculée par par Z. Yan et G. Drake [209] : $\alpha(Li) = 164.111 \text{ u.a.}$. Rappelons que pour le sodium $\alpha_{res.}/\alpha = 98.8\%$.

On sait que, en négligeant les électrons de coeur, la somme des forces d'oscillateurs doit être égale à 1 pour les alcalins et donc, puisque la transition de résonance a une force d'oscillateur égale à 0.747, la somme des forces d'oscillateurs vers les états de Rydberg et vers le continuum est égale à 0.253, ce qui ne semble pas du tout négligeable. Comme la transition de résonance contribue au niveau de 98.68% de la valeur totale de la polarisabilité, les forces d'oscillateurs restantes ne contribuent qu'à 1.32% de la polarisabilité. Ce résultat est surprenant et nous avons essayé de comprendre ce qui l'explique.

IV.5.2.2 Calcul de la contribution des états np pour $n > 2$ à la polarisabilité électrique du 7Li

L'équipe de L. Qu [210] a calculé les forces d'oscillateurs des transitions $2s - np$ avec $2 < n < 10$ du lithium. Avec l'équation IV.54, on en déduit les contributions de ces neuf premiers niveaux excités. Ces valeurs sont résumées dans la table IV.3. On constate que la contribution totale de ces niveaux est de :

$$\Delta\alpha_{3 \leq n \leq 9} = 0.586 \text{ u.a.} \quad (\text{IV.57})$$

	2s-3p	2s-4p	2s-5p	2s-6p	2s-7p	2s-8p	2s-9p
f	0.004822	0.004284	0.002599	0.001581	0.001012	0.000687	0.000445
$\Delta\alpha$ (u.a.)	0.24271	0.15515	0.08224	0.04668	0.02869	0.01898	0.01208

TAB. IV.3 – Valeur des forces d'oscillateurs $f_{2s \rightarrow np}$ du lithium pour n variant de 3 à 9. Ces données sont extraites de [210]

Pour calculer la contribution des états avec $n' > 9$ jusqu'au continuum d'ionisation, j'utiliserai la formule extrapolée de l'équipe de L. Qu [210] qui donne pour densité de force d'oscillateur pour le lithium :

$$\frac{df}{d\varepsilon}(u.a.) = 0.3639 \times \left[\frac{-3.54243}{-3.54243 - \mathcal{E}_{n'p}(eV)} \right]^{-1.3} \quad (\text{IV.58})$$

La figure IV.14 représente la densité des forces d'oscillateurs pour les niveaux de nombre principal n compris entre 3 et 9 calculée via l'équation IV.58. En trait plein est tracée l'extrapolation de l'équipe de L. Qu et al.. On constate qu'effectivement, comme le soulignent ces auteurs, cette extrapolation n'est vraiment valable que pour les états de Rydberg de n élevé. Pour calculer la contribution de tous les états de Rydberg jusqu'au début du continuum à la valeur de la polarisabilité atomique du lithium, on a choisi de prendre les valeurs

discrètes (Table IV.3) pour les niveaux $3 \leq n' < 5$ et l'extrapolation de L. Qu et al. pour $n \geq 5$. On obtient alors la contribution de tous les états de Rydberg :

$$\begin{aligned} \Delta\alpha_{Rydberg} &= \frac{f_{2s \rightarrow 3p}}{(\mathcal{E}_{3p} - \mathcal{E}_{2s})^2} + \frac{f_{2s \rightarrow 4p}}{(\mathcal{E}_{4p} - \mathcal{E}_{2s})^2} + \int_{\mathcal{E}_{n=5}}^{\mathcal{E}_I} \left(\frac{df}{d\varepsilon} \frac{1}{(\mathcal{E} - \mathcal{E}_{2s})^2} d\varepsilon \right) \quad (\text{IV.59}) \\ &= 0.86026 \text{ u.a.} \end{aligned}$$

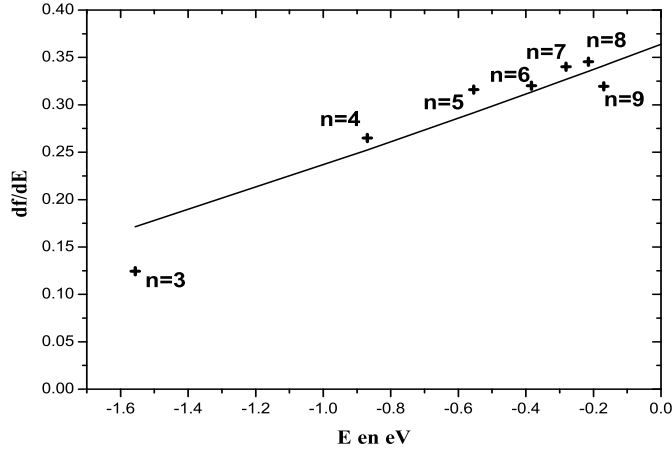


FIG. IV.14 – Densité de forces d'oscillateurs en unité atomique pour des états de Rydberg en fonction de l'énergie en électron Volt. Les points correspondent aux données de l'équipe de L. Qu [210] (voir table IV.3) et la droite en trait plein représente leur ajustement selon l'équation IV.58 pour des états d'énergie $n > 9$.

Pour la contribution du continuum, on utilise les données concernant la section efficace d'ionisation $\sigma(\varepsilon)$, qui est reliée à la densité de force d'oscillateur $\frac{df}{d\varepsilon}$ par la relation V.5 : On utilise la section efficace de photoionisation du lithium calculée par G. Peach [211] et par E. Hollauer [212]. Sur la figure IV.15 qui représente la densité de force d'oscillateurs du continuum, on constate que l'extrapolation de l'équation IV.58 se raccorde bien au niveau du seuil du continuum d'ionisation. Pour les hautes énergies, nous extrapolons la décroissance de la densité des forces d'oscillateurs à l'aide des données de H. P. Saha et al. [213]. Lorsqu'on calcule la contribution du continuum à partir de ces données on trouve :

$$\Delta\alpha_{continuum} = 2.231 \text{ u.a.} \quad (\text{IV.60})$$

Ce qui fait au total une contribution de tous les états $n > 2$ égale à :

$$\Delta\alpha_{n>2} = 3.091 \text{ u.a.} \quad (\text{IV.61})$$

Cette valeur est cependant à prendre avec de grandes précautions. En effet, la méthode que nous avons employée ici dépend énormément de la dépendance de la section efficace

de photoionisation en fonction de l'énergie et notamment de son comportement au niveau du seuil. Or la décroissance apparaît un peu trop douce pour permettre une normalisation satisfaisante. Si on calcule la somme des forces d'oscillateurs concernant le continuum, on trouve :

$$\int_0^{\infty} \frac{df}{d\varepsilon} d\varepsilon = 0.26 \quad (\text{IV.62})$$

Ce qui fait une somme globale des forces d'oscillateurs de :

$$\sum f_{osc} = 0.7467 + 0.13 + 0.26 = 1.137 \quad (\text{IV.63})$$

Nous pensons que cette valeur supérieure est due à une surestimation de la densité des forces d'oscillateurs du continuum. Malgré cette faiblesse, j'ai cependant tenu à présenter ce calcul un peu grossier pour montrer comment la somme de force d'oscillateurs de 0.253 peut ne contribuer à la polarisabilité qu'au niveau de 1.32% : en effet, l'essentiel provient du pic de densité de force d'oscillateur un peu au-delà du seuil du continuum et cette contribution est fortement réduite par le dénominateur $(\mathcal{E} - \mathcal{E}_{2s})^2$.

Dans son article, C. Laughlin [214] évalue globalement la contribution des états $n > 2$ et du continuum de l'équation IV.54 à :

$$\Delta\alpha_{n>2} = 1.939 \pm 0.004 \text{ u.a.} \quad (\text{IV.64})$$

On retrouve le même ordre de grandeur que dans le calcul développé ici. Il faut là encore rester prudent puisque le calcul de C. Laughlin doit tenir compte aussi de la contribution du coeur ionique dans sa valeur finale qui vaut : $\alpha = \alpha_{2s-sp} + \alpha_{n>2}(\text{Laugh}) = 163.88 \text{ u.a.}$. Cette valeur est notablement plus faible que la valeur de Z. Yan et G. Drake 164.11 u.a. que nous croyons fiable.

IV.5.2.3 Contribution de Li^+

Aux calculs précédents, il faut rajouter la polarisabilité liée aux électrons de coeur qui doit être bien approximée par la polarisabilité de l'ion Li^+ . Il existe de nombreux calculs théoriques de cette quantité. Une valeur très précise a été publiée par R.J. Drachman et A.K. Bhatia [215] :

$$\alpha_{Li^+} = 0.192490771 \text{ u.a.} \quad (\text{IV.65})$$

Cette valeur est en bon accord avec divers calculs précédents de W. Müller et al. [216], $\alpha_{Li^+} = 0.1915 \text{ u.a.}$, de C. Pouchan et al. [217], et de F. Weinhol et al. [218]. Une valeur expérimentale a été obtenue par U. Opik [219] en interprétant la spectroscopie d'états de Rydberg du lithium et cette valeur $\alpha_{Li^+} = 0.193 \text{ u.a.}$ est en excellent accord avec la valeur théorique ci-dessus.

IV.5.2.4 Bilan des diverses contributions

Le calcul que je viens de présenter ne prétend pas être rigoureux mais il donne une bonne idée des diverses contributions. Il est notamment difficile de corriger nos valeurs concernant la contribution exacte du continuum car les calculs de polarisabilité n'utilisent

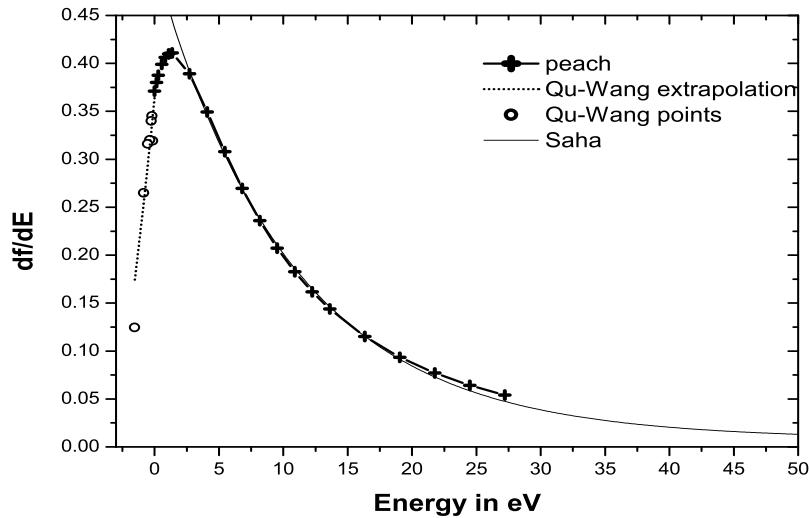


FIG. IV.15 – Densité en énergie de la force d’oscillateurs du ${}^7\text{Li}$ en fonction de l’énergie en eV donnée par G. Peach [211]. Le zéro d’énergie est pris pour le potentiel d’ionisation de l’atome de lithium qui vaut : 5.34 eV. Pour des énergies inférieures à l’énergie d’ionisation, on a représenté en trait pointillé l’extrapolation donnée par l’équation IV.58 de l’équipe de L. Qu et cette extrapolation se raccorde bien au niveau du seuil aux résultat de G. Peach. Pour rendre compte de la décroissance à haute énergie, on utilise les données de H. Saha [213].

pas une sommation sur les états et il ne semble donc pas y avoir de valeurs très précises des forces d’oscillateurs disponibles actuellement. Les différentes contributions calculées ici sont résumées dans le tableau IV.4.

Notre calcul estime la polarisabilité du lithium dans son état fondamental à $\alpha_{\text{Li}} = 165.23$ u.a. et cette valeur ne diffère que de 1.1 u.a. par rapport à la valeur de Z. C. Yan et al. [209] de $\alpha_{\text{Li}} = 164.111$.

IV.5.3 Analyse des valeurs théoriques de la polarisabilité de Li

Les premiers calculs utilisaient des méthodes de champ self-consistant (SCF) et ces méthodes sont insuffisantes pour donner une valeur très précise des paramètres atomiques (énergies d’ionisation, forces d’oscillateurs). La prise en compte de la corrélation entre électrons va avoir comme conséquence d’augmenter les valeurs des potentiels d’ionisation, de contracter les électrons de valence et de diminuer les valeurs de la polarisabilité électrique. L’effet de cette corrélation est d’autant plus marqué que l’alcalin est lourd. A travers l’évolution des calculs que je présente dans les paragraphes suivants on peut aisément noter cette évolution.

Contributions	force d'oscillateur	polarisabilité	
1ère transition de résonance	0.7467	161.945	98.68%
Rydberg (n>2)	0.13	0.86026	0.52%
Continuum	0.26	2.231	1.36%
Li^+	-	0.1925	0.117%
total	1.137	165.2241	-

TAB. IV.4 – Récapitulatif des différentes contributions à la polarisabilité électrique du lithium.

Auteurs	référence	année	α (u.a.)
M. Sundbom	[220]	1958	135
D. Parkinson	[225]	1960	168.7
P. W. Langhoff et al.	[226]	1965	141.7
J. Lahiri et A. Mukherji	[227]	1966	170.1
W. J. Stevens	[228]	1980	176.1
W. Müller et al.	[216]	1984	169.8
G. Maroulis et D. M. Bishop	[229]	1986	169.1
N. E. Kassimi et A. J. Takkar	[224]	1994	169.946

TAB. IV.5 – Récapitulatif des travaux ayant calculé la polarisabilité électrique du lithium par les méthodes SCF et Hartree Fock.

IV.5.3.1 Les premiers calculs

Le tout premier calcul de la polarisabilité du lithium date de la fin des années 1950 par M. Sundbom [220] qui, par un calcul Hartree Fock (HF) estime la polarisabilité du lithium à $\alpha = 135$ u.a.. En 1959, la connaissance relativement précise des forces d'oscillateurs permet à A. Dalgarno et A. E. Kingston de faire un calcul semi-empirique qui donne [221] $\alpha = 164$ u.a.. En utilisant uniquement la force d'oscillateur de la 1ère transition de résonance, M. R. Flannery et A. L. Stewart [222] trouvent en 1963 la valeur $\alpha = 169.4$ u.a.. Un des premiers calculs à tenir en compte d'une partie de la corrélation est celui de R. M. Sternheimer en 1962 [223] qui trouve $\alpha = 168$ u.a..

IV.5.3.2 Les calculs SCF et Hartree-Fock

Le type de calculs initiés par M. Sundbom en 1958 s'est vite généralisé. Un calcul convergé par rapport à la taille de la base utilisée est celui de N. Kassimi et A.J. Thakkar [224] en 1994 :

$$\alpha = 169.946 \text{ u.a.} \quad (\text{IV.66})$$

Le tableau IV.5 donne les références et les valeurs des calculs de polarisabilité du lithium par les méthodes SCF et Hartree-Fock.

Auteurs	Référence	année	α (u.a.)
G. M. Stacey	[232]	1966	161.8
G.M. Stacey et A. Dalgarno	[233]	1968	163.1
E.S. Chang et al.	[234]	1968	167.6
J.S. Sims et al.	[235]	1976	163.8
J. Muszynska et al.	[236]	1982	163.8
J. Pipin and W. Woznicki	[237]	1983	163.9
C. Pouchan and D. M. Bishop	[217]	1984	164. \pm 2.
W. Müller et al.	[216]	1984	163.7
G. Maroulis and A.J. Thakkar	[238]	1989	164.5
J. Pipin and D.M. Bishop	[239]	1992	164.1
R.J.Wheatley and W.J. Meath	[240]	1993	162.92
Z.-W. Wang and K.T. Chung	[241]	1994	164.08
N. E. Kassimi and A. J. Thakkar	[224]	1994	164.2 \pm 0.1
A. Derevianko et al.	[242]	2001	164.0 \pm 0.1
Z.-C. Yan et al.	[209]	1996	164.111 \pm 0.002

TAB. IV.6 – Récapitulatif des travaux ayant calculé la polarisabilité du lithium en tenant compte de la corrélation électronique.

IV.5.3.3 Les calculs semi empiriques et les calculs à un seul électron

En 1966, A. Dalgarno et R. M. Pengelly [230] utilisent un calcul de perturbation utilisant l'approximation coulombienne pour le calcul des fonctions d'ondes et ils obtiennent la valeur $\alpha = 172.7$ u.a.. Par la suite en 1969, R. M. Sternheimer [231] améliore son calcul en incluant un effet d'écrantage du coeur et il obtient $\alpha = 167.5$ u.a.. Une des meilleures estimations de la polarisabilité par ce genre de méthode est due à C. Laughlin en 1995 [214]. Grâce à un modèle à un seul électron et un test sur les données expérimentales, il obtient la valeur :

$$\alpha = 163.91 \text{ u.a.} \quad (\text{IV.67})$$

IV.5.3.4 Calculs avec interaction de configuration et calculs de type Hylleraas

Les premiers calculs de ce genre sont faits dès 1966 par G. M. Stacey [232] qui obtint alors $\alpha = 161.75$ u.a.. Le calcul le plus précis date de 1996 par Z. C. Yan, A. Dalparno, J. F. Babb et G. W. F. Drake [209]. Leur calcul, de type Hyllerrras (c'est à dire avec des fonctions d'onde explicitement corrélées) est fait dans une très grande base. Une étude poussée de convergence est réalisée et la polarisabilité du lithium est donnée égale à :

$$\alpha = 164.111 \pm 0.002 \text{ u.a.} \quad (\text{IV.68})$$

L'ensemble des valeurs de α calculées en tenant compte la corrélation électronique sont répertoriées dans le tableau IV.6.

IV.5.3.5 Bilan sur les meilleurs calculs disponibles

Nous pouvons distinguer les travaux qui nous semblent à l'heure actuelle les plus précis dans leur catégorie.

Pour les calculs de type Hartree Fock, le calcul le plus raffiné est celui de N. E. Kassimi et A. J. Thakkar avec $\alpha_{HF} = 169.946$ u. a..

Le calcul Hylleraas de Z. C. Yan, A. Dalgarno et G. W. F. Drake est le plus précis de ceux tenant compte de la corrélation électronique avec $\alpha = 164.111 \pm 0.002$ u.a..

L'équipe de A. Derevianko [242] a calculé les polarisabilités des alcalins en incluant les effets relativistes et le résultat dans le cas du lithium est $\alpha = 164.0 \pm 0.1$ u.a.. Cette valeur est en très bon accord avec les résultats précédents qui ne tiennent pas compte des corrections relativistes.

Afin de se rendre compte de l'effet de la prise en compte de la corrélation électronique, on observe la convergence de la valeur finale en fonction de l'ordre n de perturbation dans le calcul Moller Plessset d'ordre n fait par N. Kassimi et A. Thakkar [224]. La figure IV.16 présente les résultats de ce travail auxquels on a rajouté la valeur de α de Z. Yan et al. [209].

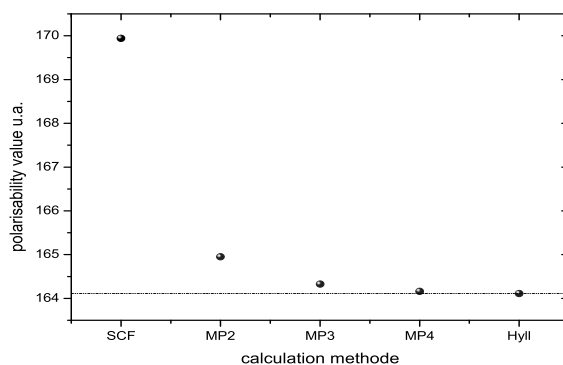


FIG. IV.16 – Valeur de la polarisabilité théorique [224] de l'atome de lithium en fonction de la méthode employée : méthode en champ central (SCF), calcul Möller Plessset d'ordres 2, 3, 4, et calcul Hylleraas

IV.5.4 Mise en perspective des mesures expérimentales et théoriques

IV.5.4.1 Effets relativistes

La prise en compte des effets relativistes est essentielle notamment pour les alcalins lourds. On sait que la polarisabilité est fortement corrélée à la valeur du potentiel d'ionisation par une relation de la forme $\alpha \propto I^{-2}$ [243]. Les effets relativistes ont pour effet de contracter les orbitales s de valence et d'augmenter le potentiel d'ionisation atomique. On s'attend donc à ce que la polarisabilité diminue lorsque le nombre d'électrons Z augmente. L'équipe de I. S. Lim a calculé ces effets [204] et nous avons tracé sur la figure IV.17 la

correction relativiste sur la polarisabilité : ce graphe prouve que l'effet est bien en Z^2 . En ce qui concerne l'atome de lithium, ces auteurs estiment la correction relativiste dans une série de calculs variés (SCF, Möller Plesset MP2, CCSD et CCSD(T)) et cette correction varie entre $\Delta\alpha_{relat} = -0.05$ à -0.07 u.a..

En considérant la valeur non relativiste de Z. C. Yan, A. Dalpino et G. W. F. Drake [209] de $\alpha_{NR} = 164.111 \pm 0.002$ u.a. à laquelle on soustrait la correction relativiste de I. S. Lim [204], on obtient $\alpha_{relat} = 164.05 \pm 0.01$ u.a.. Valeur en excellent accord avec la valeur relativiste calculée par l'équipe de A. Derevianko [242] de :

$$\alpha_{relat} = 164.0 \pm 0.1 \text{ u.a.} \quad (\text{IV.69})$$

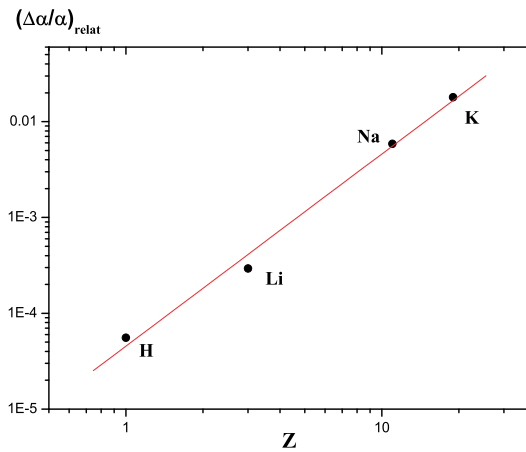


FIG. IV.17 – Effet relativiste sur la polarisabilité des alcalins en fonction de la charge Z du noyau atomique : la correction est négative et on a tracé le module de la correction relative en fonction de Z . La droite correspond à un effet en Z^2 , ajustée pour passer au mieux par les points.

IV.5.4.2 Effet de masse

La dernière correction qu'il faudrait apporter aux calculs est la prise en compte d'une masse finie pour le noyau : tous les calculs précédents sont réalisés dans l'approximation d'un noyau de masse infinie. Cette approximation est très bonne mais il est intéressant de savoir quelle est l'importance de cet effet négligé.

Nous allons commencer par montrer que la dépendance de la valeur de la polarisabilité en fonction de la masse réduite n'est pas évidente. Pour cela, nous considérons le problème modèle de deux particules en interaction et nous considérons trois types de potentiels, un puits carré, un potentiel harmonique et un potentiel coulombien (atome hydrogénoïde).

Dans le cas où le potentiel est un puits infini carré à une dimension et de longueur a , les fonctions d'ondes et les énergies s'écrivent :

$$\varphi_n(x) = \sqrt{\frac{2}{a}} \sin\left(\frac{n\pi x}{a}\right), E_n = \frac{n^2\pi^2\hbar^2}{2\mu a^2} \quad (\text{IV.70})$$

L'élément de matrice dipolaire $D_{1n} = \langle \varphi_n | D | \varphi_1 \rangle$ est alors indépendant de μ . En exprimant la polarisabilité par $\alpha = \sum_n (D_{1n}^2)/(E_n - E_1)$, on trouve une dépendance de la forme :

$$\alpha \propto \mu^1$$

Dans le cas d'un puits harmonique de raideur k , la quantité D_{1n}^2 est proportionnelle à $\hbar/(2\mu\omega)$ et les énergies sont proportionnelles à $\hbar\omega$, avec $\omega = \sqrt{k/\mu}$. La polarisabilité est proportionnelle à :

$$\alpha \propto \frac{\hbar}{2\mu\omega} \frac{1}{\hbar\omega} = \frac{1}{2\mu\omega^2} \propto \mu^0$$

et elle est donc indépendante de μ .

Enfin dans le cas d'un atome hydrogénoïde [244], on voit aisément que $\alpha \propto a_0^3$ et $a_0 \propto \mu$. La dépendance de α est de la forme :

$$\alpha \propto \mu^3$$

Il est donc difficile de conclure sur la dépendance de α avec la masse réduite μ sauf dans le cas harmonique où la valeur de la polarisabilité est indépendante de la masse réduite. Dans les autres cas, la polarisabilité α varie dans le même sens que μ et on s'attend donc à ce que la valeur de la polarisabilité diminue lorsque l'on tient compte de la masse finie du noyau atomique.

Z.C. Yan et G.W.F. Drake [206, 207] ont calculé la force d'oscillateurs de la première transition de résonance du lithium ${}^7\text{Li}$ dans les cas d'une masse infinie et finie pour le noyau :

$$f(M_\infty) = 0.7469572 \text{ et } f(M({}^7\text{Li})) = 0.7467871 \quad (\text{IV.71})$$

soit une correction relative $(f(M({}^7\text{Li})) - f(M_\infty))/f(M_\infty) = -2.277 \times 10^{-4}$.

Ces auteurs ont aussi calculé [206, 207] la correction à l'énergie de la transition de résonance

$$\Delta\mathcal{E}(M_\infty) = 14903.16176 \text{ cm}^{-1} \text{ et } \Delta\mathcal{E}(M({}^7\text{Li})) = 14903.791 \text{ cm}^{-1} \quad (\text{IV.72})$$

soit une correction relative $(\Delta\mathcal{E}(M({}^7\text{Li})) - \Delta\mathcal{E}(M_\infty))/\Delta\mathcal{E}(M_\infty) = +4.22 \times 10^{-5}$. Nous pouvons ainsi calculer la correction relative sur la contribution $\alpha_{res.}$ de la première transition de résonance à la polarisabilité totale α :

$$\frac{\alpha_{res}({}^7\text{Li}) - \alpha_{res}(M_\infty)}{\alpha_{res}(M_\infty)} = \frac{\delta f}{f} - 2 \frac{\delta(\Delta\mathcal{E})}{\Delta\mathcal{E}} \quad (\text{IV.73})$$

$$= -3.121 \times 10^{-4} \quad (\text{IV.74})$$

On prévoit donc une correction sur $\alpha_{res.}$ égale à environ -0.050 u.a. et comme $\alpha_{res.}$ représente 98.68% de la polarisabilité totale, il serait étonnant que la correction totale soit très différente de cette estimation. Si on suppose que la correction liée à la masse finie du noyau est majoritairement due à la contribution de cet effet sur le terme résonnant $\alpha_{res.}$ et que la valeur de la polarisabilité α dépend de la masse réduite sous la forme $\alpha \propto \mu^\gamma$, la valeur de γ est donnée par la relation suivante :

$$\frac{\Delta\alpha}{\alpha} = -\gamma \frac{m_e}{M(^7Li)} \quad (IV.75)$$

où m_e est la masse de l'électron. La correction relative sur la polarisabilité de -3.121×10^{-4} donnée par l'équation IV.74 correspond à une valeur de $\gamma = 4.01$. Cette dépendance est encore plus rapide que toutes celles prédites par les modèles simples décrits dans ce paragraphe.

IV.5.4.3 Autres corrections

Nous avons fait l'approximation que la polarisabilité de l'atome dans son état fondamental est indépendante du sous-niveau hyperfin. En toute rigueur, ces niveaux d'énergies interviennent dans l'expression IV.49. Nous pouvons estimer cet effet en utilisant les résultats de R. Mowat [246] qui mesure avec précision le déplacement relatif des deux sous-niveaux hyperfins de $m_F = 0$ en fonction du champ électrique appliqué et nous obtenons :

$$\frac{\alpha(F = 2, m_F = 0) - \alpha(F = 1, m_F = 0)}{\alpha(Li)} = -0.3 \times 10^{-5} \quad (IV.76)$$

Cette correction est donc totalement négligeable devant la précision actuelle des calculs de α .

Une autre correction est une éventuelle contribution dans l'expérience du terme d'hyperpolarisabilité. Ce terme est totalement négligeable du fait que le champ électrique appliqué est faible, très inférieur au champ électrique vu par l'électron dans l'atome. Pour s'en convaincre, écrivons le déplacement d'énergie $\Delta\mathcal{E}$ lors de l'application d'un champ électrique E au quatrième ordre en champ :

$$\Delta\mathcal{E} = -\frac{1}{2!}\alpha E^2 - \frac{1}{4!}\gamma E^4 \quad (IV.77)$$

Il y a dans la littérature de nombreuses valeurs de l'hyperpolarisabilité γ du lithium [224, 238, 239] et ces valeurs ne sont pas en bon accord. N'ayant pas de valeur expérimentale, nous avons retenue la valeur de N. E. Kassimi et A. J. Thakkar [224] $\gamma = 2900$ u.a. Pour le champ électrique maximum utilisé, voisin de $E = 2.5 \times 10^6$ V/m, nous trouvons :

$$\frac{\gamma E^4/4!}{\alpha E^2/2!} = 5.6 \times 10^{-24} \quad (IV.78)$$

La correction d'hyperpolarisabilité est vraiment négligeable !

La dernière question est la contribution du 6Li dans notre mesure. On peut considérer que les deux atomes ont la même valeur de polarisabilité à une correction de masse

près de l'ordre de 0.01 u.a. et donc cette question n'a pas d'importance. Cependant, notre interféromètre est très sélectif en isotope, comme nous l'avons montré par ailleurs et le signal observé est très largement dominé par le lithium ${}^7\text{Li}$ dont l'abondance naturelle est déjà très forte (92.5%).

IV.5.4.4 Comparaison de notre mesure avec les expériences antérieures et avec les valeurs théoriques

Notre valeur expérimentale $\alpha = 24.34 \pm 0.16 \times 10^{-30}\text{m}^3$ se compare vraiment très bien à la dernière mesure expérimentale de la polarisabilité du lithium due à l'équipe de B. Bederson [198]

$$\alpha = (24.3 \pm 0.5) \times 10^{-30}\text{m}^3. \quad (\text{IV.79})$$

Les valeurs coïncident et nous avons réduit l'incertitude d'un facteur 3. Exprimée en unités atomiques, notre valeur expérimentale vaut $\alpha = 164.27 \pm 1.1$ u.a..

Concernant les valeurs théoriques résumées dans les tables IV.6 et IV.5, notre valeur expérimentale permet d'exclure la valeur SCF, ce qui n'est pas étonnant. De plus, notre valeur est en très bon accord avec les calculs les plus précis, de E. Kassimi et A. J. Thakkar $\alpha = 164.2 \pm 0.1$ u. a., de Z. C. Yan, A. Dalgarno et G. W. F. Drake $\alpha = 164.111 \pm 0.002$ u.a. et de l'équipe de A. Derevianko $\alpha = 164.0 \pm 0.1$ u.a.. La discussion qui précède a montré que ces calculs négligent encore des corrections de l'ordre de 0.05 u.a. et donc pour apporter un test de ces calculs, il nous faut améliorer notre précision de mesure d'un facteur au moins égal à 10.

Notre mesure confirme un résultat théorique : la polarisabilité de l'atome de lithium est légèrement supérieure à celle du sodium, et cette comparaison est un test sévère des calculs atomiques. Cet aspect a été étudié par A. J. Thakkar et C. Lupinetti en 2004 [245], en utilisant la valeur de α calculée par Z. Yan et G. Drake [209], corrigée de la correction relativiste de I. Lim [204] de -0.07 u.a. et leur valeur de la polarisabilité du sodium $\alpha(\text{Na}) = 162.88 \pm 0.6$ u.a., ces auteurs trouvent un rapport :

$$\frac{\alpha^{th}(\text{Li})}{\alpha^{th}(\text{Na})} = 1.0071 \pm 0.0037 \quad (\text{IV.80})$$

L'évaluation de ce rapport en utilisant la mesure de l'équipe de D. Pritchard pour le sodium [9] et la notre pour le lithium donne :

$$\frac{\alpha^{exp}(\text{Li})}{\alpha^{exp}(\text{Na})} = 1.009 \pm 0.007 \quad (\text{IV.81})$$

en bon accord avec la théorie.

Il semble possible d'améliorer notre mesure de la polarisabilité électrique par interférométrie atomique puisque l'incertitude dominante n'est pas réellement liée à la mesure du déphasage induit par le champ électrique. L'incertitude principale provient de la méconnaissance de la vitesse des atomes et il semble réaliste d'améliorer la mesure de vitesse pour réduire l'incertitude relative associée au niveau de $\times 10^{-3}$. La deuxième cause d'incertitude

est la géométrie du condensateur et il est certainement possible de construire en utilisant les techniques des ateliers d'optique : un condensateur dont les dimensions seraient connues avec une incertitude négligeable (de l'ordre du micromètre ou moins).

IV.6 Conclusion

Au cours de ce chapitre, j'ai présenté une mesure de la polarisabilité électrique du ${}^7\text{Li}$ dans son état fondamental par interférométrie atomique. Le résultat de cette mesure est donné par :

$$\alpha_0 = (24.34 \pm 0.16) \times 10^{-30} \text{m}^3 \quad (\text{IV.82})$$

$$= (164.27 \pm 1.1) \text{ u.a.} \quad (\text{IV.83})$$

Pour réaliser cette mesure, nous avons construit un condensateur électrique muni d'électrodes de garde dans le même plan que les électrodes. Cette géométrie présente l'avantage de permettre un calcul analytique de l'intégrale du carré du champ électrique le long de la trajectoire atomique. Ceci nous a permis de mieux comprendre l'influence des défauts résiduels de construction du condensateur. Actuellement l'incertitude sur cette intégrale de chemin est de 0.36%, et nous espérons pouvoir la réduire à environ 0.1% par une construction améliorée.

La bonne qualité des signaux d'interférences présentant un flux et une visibilité élevés permet de mesurer le déphasage induit par le champ électrique sur un atome de lithium avec une excellente précision. La sensibilité de l'appareil lors de cette mesure est de l'ordre de $16 \text{ mrad}/\sqrt{Hz}$. Actuellement la précision de nos mesures de phase est limitée par le manque de reproductibilité de la phase initiale entre deux enregistrements. Par ailleurs, malgré cet effet, la mesure de phase effectuée lors de cette expérience est très bonne puisque la quantité $\phi_m(V_0)/V_0^2$ est mesurée avec une précision de 0.07%.

L'utilisation de la diffraction atomique dans le régime de Bragg permet de sélectionner l'espèce diffractée. Ainsi, les signaux d'interférences ne sont pas pollués par des signaux issus de l'autre isotope présent dans le lithium naturel (${}^6\text{Li}$) ou par des molécules Li_2 .

La principale limitation de cette mesure provient de la détermination de la vitesse des atomes. Le déphasage étant dispersif en vitesse, une connaissance précise de la distribution de vitesse des atomes formant le signal d'interférence est cruciale pour une mesure de précision. Cet aspect est essentiel dans tous les interféromètres atomiques et quelques équipes ont développé des techniques pour essayer de surmonter ce problème [190]. Dans notre cas, nous avons tenu compte de la distribution en vitesse dans l'ajustement de nos signaux expérimentaux et la limitation principale provient alors de la mesure précise de la vitesse moyenne des atomes. Depuis la source atomique, la distribution en vitesse des atomes de lithium est modifiée à trois reprises par la diffraction de Bragg. Actuellement, nous déterminons cette vitesse moyenne avec une précision de l'ordre du pourcent et l'amélioration de cette mesure permettra certainement d'améliorer la précision de la mesure de la polarisabilité.

Cette mesure est la deuxième mesure par interférométrie atomique de la polarisabilité électrique d'un atome après celle de D. Pritchard [9] en 1995. Ceci peut se comprendre par

la difficulté de réaliser un interféromètre atomique dans lequel la séparation spatiale des faisceaux atomiques est suffisante pour permettre l'insertion d'un objet macroscopique. La mesure effectuée sur le lithium permet d'améliorer d'un facteur 3 la dernière mesure expérimentale de B. Berderson [198]. Elle est en outre en très bon accord avec les prédictions théoriques tenant compte de la corrélation électronique. Actuellement, pour que notre mesure devienne un test des valeurs théoriques, il est nécessaire de réduire notre barre d'erreur d'un facteur 20, et on pourrait alors être sensible aux corrections relativistes ou aux effets de masse finie du noyau. Par ailleurs, une mesure comparative de la polarisabilité du lithium et du sodium avec le même dispositif expérimental semble être intéressante pour discriminer les calculs théoriques.

Enfin, il demeure surprenant de noter à quel point un interféromètre atomique est un appareil sensible. Actuellement la plus petite phase que l'on peut mesurer avec notre appareil est de 3 milliradians. Or ceci revient à mesurer une différence de vitesse lorsque l'atome pénètre dans le champ électrique de :

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{\lambda_{dB}}{L_{eff}} \frac{\phi}{2\pi} \approx 6 \times 10^{-13} \quad (\text{IV.84})$$

Cette variation de vitesse est extrêmement faible et le plus étonnant est que la largeur à mi-hauteur de la distribution en vitesse du jet atomique est égale à 21%.

Chapitre V

INDICE DE RÉFRACTION

V.1 Introduction

Lorsqu'une onde traverse un milieu, celui-ci affecte sa propagation en modifiant à la fois l'amplitude et la phase de l'onde transmise. On peut décrire ces deux effets par l'indice de réfraction du milieu traversé [247] : l'indice est une quantité complexe dont la partie réelle décrit la modification de la vitesse de phase de l'onde par le milieu et la partie imaginaire l'atténuation ou l'amplification de l'amplitude de l'onde par le milieu. La mesure de l'indice de réfraction d'un gaz est une application classique de l'interférométrie optique.

Le concept d'indice de réfraction peut aussi s'appliquer aux ondes de matière. Cela a été reconnu dans les années 40 par E. Fermi pour les neutrons lents et de nombreuses mesures de cet indice ont été faites, le plus souvent sur des solides. En 1947, E. Fermi et L. Marshall [17] utilisèrent des effets d'interférences entre plans cristallins de compositions chimiques différentes pour comparer le signe des longueurs de diffusion des différents noyaux pour les neutrons.

C'est en 1991 que sont apparus les premiers interféromètres atomiques permettant une séparation spatiale des trajectoires atomiques de quelques dizaines de micromètres à quelques millimètres. Si les faisceaux atomiques sont mieux collimatés que la séparation entre les faisceaux, il est possible de mesurer avec un tel interféromètre l'indice de réfraction d'un gaz pour l'onde atomique. A ce jour, cette expérience n'a été réalisée qu'avec l'interféromètre développé par l'équipe de D. Pritchard sur des ondes atomiques de sodium. Cette équipe a publié ses premières mesures en 1995 [137]. La nouveauté de cette mesure est à la fois conceptuelle et d'intérêt pour la physique des collisions. Du point de vue conceptuel, alors que l'on considère généralement la propagation d'un atome dans un gaz d'un point de vue tout à fait corpusculaire, avec des collisions de type boules de billard, cette mesure rappelle qu'un atome est décrit par une onde qui se propage et que l'effet des collisions est d'atténuer et de déphaser l'onde, tout en lui conservant sa cohérence. Du point de vue de la physique des collisions, la partie réelle de l'indice permet d'accéder à la partie réelle de l'amplitude diffusée vers l'avant et cette quantité n'est pas mesurable autrement. Ces mesures fournissent un nouveau test des potentiels d'interaction entre un atome de l'onde et un atome du gaz cible.

Les expériences effectuées par le groupe de D. Pritchard [137] portent sur l'indice d'une série de gaz He, Ne, Ar, Kr, Xe, N₂, NH₃, CO₂ et H₂O pour une onde de sodium. De nombreux travaux avaient permis d'acquérir une bonne connaissance des potentiels

d'interaction du sodium avec les gaz rares et on se serait attendu à ce que les indices mesurés et calculés soient en excellent accord. Malgré divers efforts et une nouvelle série d'expériences faites en 2001 [138], la comparaison théorie-expérience est satisfaisante au niveau qualitatif mais un accord quantitatif n'a pas été vraiment obtenu. Cette situation est une forte motivation pour le développement de nos propres mesures avec le lithium. Notre interféromètre présente de plus divers avantages par rapport à celui employé dans l'équipe de D. Pritchard. Il permet notamment de réduire les erreurs systématiques liées à la présence de faisceaux parasites [137,138,190]. D'autre part, le changement d'onde atomique, en passant du sodium au lithium rend cette nouvelle mesure totalement indépendante de celle réalisée sur le sodium. Enfin, les potentiels d'interaction lithium-gaz rare sont également assez bien connus, même si le nombre de travaux expérimentaux est moindre que dans le cas du sodium.

Au cours de ce chapitre, je vais revenir sur le principe utilisé pour mesurer l'indice de réfraction d'un gaz pour une onde atomique. Je décrirai ensuite les conditions nécessaires pour faire cette mesure ainsi que les grandeurs à extraire. Je donnerai alors quelques éléments théoriques des calculs d'indice de réfraction. Par la suite, je présenterai notre dispositif expérimental en insistant sur trois points importants pour cette expérience : la cellule d'interaction, son fonctionnement et son positionnement dans l'interféromètre et la source de l'onde de matière. Je décrirai ensuite le principe d'acquisition des données. Je présenterai alors les résultats expérimentaux de nos mesures, en commençant par les mesures de l'indice de réfraction de divers gaz rares pour une onde de lithium de vitesse fixée. Puis, j'étendrai cette étude à différentes vitesses du jet atomique mettant ainsi en évidence le phénomène d'oscillations de gloire. Enfin, je comparerai nos mesures aux diverses données disponibles dans la littérature et nous verrons que les résultats obtenus sont très satisfaisants.

V.2 Principe de l'expérience

Le principe de mesure de l'indice de réfraction de gaz pour une onde atomique repose sur le même principe qu'une mesure interférométrique d'indice en optique. Il s'agit de placer, à l'intérieur d'un interféromètre, sur un des faisceaux, une cellule contenant un gaz de densité N sur une zone de longueur L_{int} et de mesurer les modifications induites sur le signal interférométrique. En optique, de simples fenêtres transparentes suffisent pour faire entrer et sortir l'onde de la cellule contenant le gaz. Avec une onde atomique, il est nécessaire que la cellule présente des ouvertures pour l'entrée et la sortie du faisceau atomique car aucun objet matériel, si mince soit-il, ne peut transmettre sans la perturber très fortement une onde de matière atomique (le cas des neutrons est très différent puisqu'ils peuvent traverser plusieurs millimètres de matière avec des perturbations assez faibles). On discutera la réalisation matérielle de ces ouvertures en détail plus loin.

Lorsqu'une onde atomique, de vecteur d'onde \vec{k} dans le vide, traverse un milieu d'indice de réfraction n , sa propagation est modifiée et cette modification se traduit par le changement de son vecteur d'onde : $\vec{k} \rightarrow n\vec{k}$. Dans ce cas, la fonction d'onde atomique $\psi_t(z)$ transmise par une cellule de gaz s'exprime en fonction de l'onde $\psi_i(z)$ incidente sur

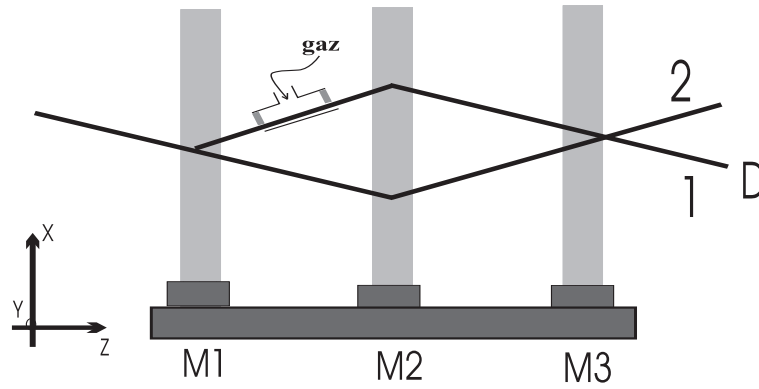


FIG. V.1 – Schéma illustrant le principe de la mesure d'indice des gaz pour une onde de lithium. On place sur un des faisceaux atomiques une cellule contenant du gaz. Le déphasage et l'atténuation des signaux d'interférences ainsi observés reflètent les parties réelle et imaginaire de l'indice de réfraction.

la cellule :

$$\psi_t(z) = \psi_i(z) e^{i(n-1)kL_{int}} \quad (\text{V.1})$$

où L_{int} est la longueur de la couche de gaz traversée. Tout comme en optique, l'indice de réfraction d'un milieu est une grandeur complexe. La partie imaginaire mesure l'atténuation du flux incident. Le flux I étant proportionnel à $|\psi(z)|^2$, le flux transmis I_t s'exprime en fonction du flux incident I_i par :

$$\frac{I_t}{I_i} = e^{-2\text{Im}(n-1)kL_{int}} \quad (\text{V.2})$$

Enfin, toujours comme en optique, on s'attend à ce que $(n-1)$ varie linéairement en fonction de la densité N du gaz. L'ouverture des fentes permettant le passage de l'onde atomique fait que la densité N est une fonction de la position z , et grâce à la relation linéaire entre $(n-1)$ et N , on peut remplacer NL_{int} par $\int N(z)dz$.

Le principe de la mesure interférométrique de l'indice de réfraction de gaz est illustré sur la figure V.1. La cellule de gaz est placée sur le chemin supérieur de l'interféromètre. On note ψ_u/l les ondes atomiques ayant suivi respectivement le chemin du haut (ψ_u) et du bas (ψ_l) à l'intérieur de l'interféromètre. On suppose que ces ondes ont la même phase en l'absence de gaz dans la cellule. Dans ce cas, le seul déphasage entre elles est le déphasage ψ qui dépend de la position des réseaux de diffraction et que l'on utilise pour observer les franges d'interférences (voir Chap. III). Le signal d'interférences est alors donné par :

$$I = [\psi_u + \psi_l e^{i\psi}]^2 \quad (\text{V.3})$$

Le signal d'interférences donné par l'équation V.3 peut s'écrire de la forme suivante :

$$I = I_0(1 + \mathcal{V} \cos(\psi)) \quad (\text{V.4})$$

où I_0 et \mathcal{V} sont respectivement l'intensité moyenne et la visibilité du signal d'interférences données par :

$$I_0 = |\psi_u|^2 + |\psi_l|^2 \text{ et } \mathcal{V} = \frac{2|\psi_u||\psi_l|}{|\psi_u|^2 + |\psi_l|^2} \quad (\text{V.5})$$

Dès que du gaz est introduit dans la cellule, l'onde atomique du chemin supérieur ψ_u devient ψ'_u :

$$\psi'_u = \psi_u e^{i(n-1)kL_{int}} = \psi_u t_{gaz} e^{i\varphi_{gaz}} \quad (\text{V.6})$$

où t_{gaz} traduit l'atténuation de l'amplitude de l'onde et φ_{gaz} son déphasage. Ils s'expriment par :

$$t_{gaz} = \frac{|\psi'_u|}{|\psi_u|} = e^{-Im(n-1)kL_{int}} \quad (\text{V.7})$$

$$\varphi_{gaz} = Re(n-1)kL_{int} \quad (\text{V.8})$$

Ceci se traduit par une modification de l'intensité moyenne, de la visibilité et de la phase des franges d'interférences :

$$I' = I'_0(1 + \mathcal{V}'\cos(\psi + \varphi_{gaz})) \quad (\text{V.9})$$

où

$$I'_0 = |\psi_l|^2 + |\psi_u|^2 t_{gaz}^2 \text{ et } \mathcal{V}' = \frac{2|\psi_l||\psi_u|t_{gaz}}{|\psi_l|^2 + |\psi_u|^2 t_{gaz}^2} \quad (\text{V.10})$$

Expérimentalement, nous avons accès à I'_0 , \mathcal{V}' et φ_{gaz} . L'atténuation t_{gaz} se déduit des mesures d'intensité et de visibilité par :

$$t_{gaz} = \frac{\mathcal{V}' I'_0}{\mathcal{V} I_0} \quad (\text{V.11})$$

Les comportements de I'_0/I_0 et \mathcal{V}'/\mathcal{V} s'expriment facilement en fonction de t_{gaz} , si l'on suppose que les deux faisceaux ont initialement la même amplitude $|\psi_u| = |\psi_l|$:

$$\frac{I'_0}{I_0} = \frac{1}{2}(1 + t_{gaz}^2) \quad (\text{V.12})$$

$$\frac{\mathcal{V}'}{\mathcal{V}} = \frac{2t_{gaz}}{1 + t_{gaz}^2} \quad (\text{V.13})$$

On remarque que le faisceau traversant le gaz voit son intensité réduite par le facteur t_{gaz}^2 mais que la visibilité décroît sensiblement comme $2t_{gaz}/(1+t_{gaz}^2)$ qui se comporte comme $2t_{gaz}$ quand t_{gaz} tend vers zéro. Ainsi, une très forte atténuation du faisceau traversant le gaz n'empêchera pas de détecter des franges avec une visibilité notable. La figure V.2 représente le rapport d'intensité et de visibilité en fonction de t_{gaz} . En traits pleins, il s'agit du cas idéal décrit par les équations V.12 et V.13. Par contre, il se peut que les intensités des deux jets atomiques ne soient pas égales. Notons β le rapport des deux amplitudes : $|\psi_l| = \beta|\psi_u|$. J'ai choisi le cas $\beta < 1$ car il correspond au cas le plus intéressant où la présence de gaz sur un des bras permet d'améliorer la visibilité des signaux d'interférences. En effet,

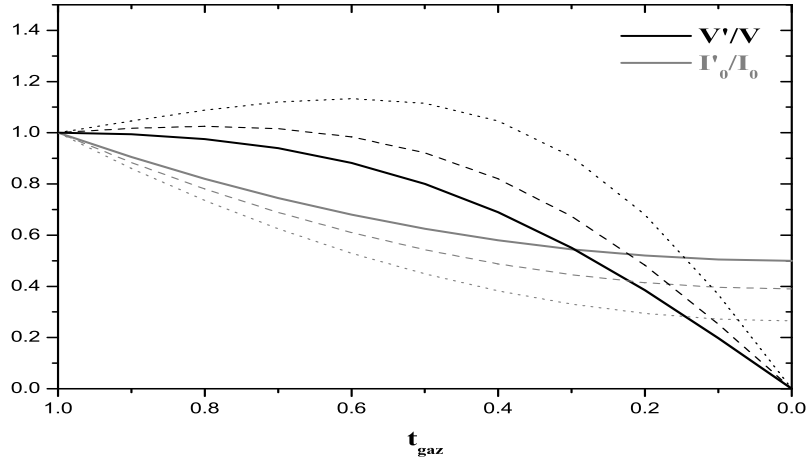


FIG. V.2 – Dépendance de la visibilité et de l'intensité moyenne des signaux d'interférences, en fonction de l'atténuation t_{gaz} introduite par une cellule de gaz. La figure représente les grandeurs réduites $\frac{I'_0}{I_0}$ et $\frac{V'}{V}$. Les traits pleins correspondent à un cas idéal où les deux jets atomiques ont initialement des intensités égales. Les traits discontinus et pointillés correspondent respectivement au cas $\beta = 0.8$ et $\beta = 0.6$.

dans ce cas, l'atténuation du jet au travers de la cellule mène d'abord à l'égalisation des intensités des deux jets atomiques, et on observe alors une augmentation de la visibilité pour la valeur de $t_{gaz} = 1/\beta$ compensant le déséquilibre initial. Sur la figure V.2, j'ai représenté les cas $\beta = 0.8$ en traits discontinus et $\beta = 0.6$ en traits pointillés. Cette étude montre qu'une interprétation directe de la visibilité et de l'intensité moyenne des signaux d'interférences en fonction de la densité de gaz serait complexe et nécessiterait de déterminer l'intensité relative des deux faisceaux atomiques en l'absence de gaz. Le fait que t_{gaz} est donné simplement par l'équation V.11 évite cette complication.

Le signal d'interférences résulte de la moyenne sur les points sources et sur la distribution de vitesse de l'onde atomique et nous avons fait l'approximation implicite que la visibilité et la phase des franges sont indépendantes du point source et de la vitesse. Il est difficile de tester cette approximation mais elle semble raisonnable. D'autre part, le déphasage et l'atténuation dus au gaz dépendent certainement de la vitesse et, en toute rigueur, notre analyse devrait le prendre en compte. Un déphasage fonction de la vitesse induit une perte de visibilité, comme nous l'observons au cours de la mesure de polarisabilité électrique (voir Chap. IV) mais cette perte de visibilité est très faible quand le déphasage mesuré reste petit. Ce sera le cas ici, avec des déphasages φ_{gaz} inférieurs à 1.5 rad et nous négligerons dans l'analyse des mesures la perte de visibilité due à la moyenne sur les vitesses. Nous admettrons que nous pouvons relier les parties réelle et imaginaire

de l'indice de réfraction n aux quantités expérimentalement accessibles :

$$\operatorname{Re}(n - 1) = \frac{\varphi_{\text{gaz}}}{kL_{\text{int}}} \quad (\text{V.14})$$

$$\operatorname{Im}(n - 1) = \frac{1}{kL_{\text{int}}} \ln(t_{\text{gaz}}) \quad (\text{V.15})$$

où t_{gaz} est donné par l'équation V.11.

A. Éléments théoriques

Dans cette partie je vais rappeler le théorie de l'indice, en utilisant les travaux faits par notre équipe [173, 255–257] ainsi que par l'équipe de D. Pritchard [262] et celle de A. Dalgarno [258–261].

L'interaction entre un atome de l'onde atomique et les atomes du gaz est décrite classiquement par une série de collisions binaires. D'un point de vue ondulatoire, le processus de collision est un problème de diffusion de l'onde atomique incidente par l'atome cible. Les ondes diffusées par l'ensemble des atomes cibles interfèrent et ces interférences sont constructives vers l'avant. L'interférence de ces ondes diffusées vers l'avant avec l'onde incidente provoque le déphasage et l'atténuation de l'onde incidente qui est décrite par l'indice de réfraction.

La différence essentielle entre le cas des ondes lumineuses et des ondes atomiques vis à vis des questions d'indice de réfraction provient de la vitesse relative entre les atomes de l'onde incidente et ceux du gaz cible. Les atomes cibles sont beaucoup plus lents que les ondes électromagnétiques alors que l'onde atomique a une vitesse tout à fait comparable à celle des atomes cibles. L'agitation thermique du gaz cible doit absolument être prise en compte dans le calcul de l'indice d'un gaz pour une onde atomique et ce problème a donné lieu à plusieurs traitements qui ne sont pas concordants [173, 255–262].

Dans ce paragraphe, je commencerai par introduire les notions d'amplitude de diffusion et d'indice de réfraction dans le cas de cibles fixes. J'évoquerai ensuite le cas des cibles mobiles en donnant les idées principales. Par la suite, je ferai le lien entre l'amplitude de diffusion et les potentiels interatomiques, et je terminerai cette étude par la description des oscillations de gloire.

V.3 Expression de l'indice de réfraction en fonction de l'amplitude de diffusion

V.3.1 Cas de centres diffusants fixes

Je vais suivre dans mon exposé le calcul de l'indice de réfraction d'un nuage désordonné de centres diffusants fixes pour une onde électromagnétique présenté par R. Newton dans son livre [247], en l'adaptant au cas d'une onde atomique.

On suppose que l'atome incident est représenté par une onde plane $\Psi_0 = \exp(i \vec{k} \cdot \vec{r})$ et on considère la diffusion de cette onde par un potentiel central dont le centre est fixe

et pris pour origine. Dans ce cas, le comportement asymptotique de l'onde diffusée est décrit par la somme de l'onde plane incidente et d'une onde sphérique centrée sur le centre diffusant :

$$\Psi(r \rightarrow \infty) = \left(e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} + f(\vec{k}, \vec{k}') \frac{e^{i\vec{k}' \cdot \vec{r}}}{r} \right) \quad (\text{V.16})$$

Cette expression fait apparaître l'amplitude complexe de diffusion $f(\vec{k}, \vec{k}')$ qui dépend des vecteurs d'ondes incident \vec{k} et diffusé \vec{k}' . L'amplitude de diffusion a la dimension d'une distance. Pour le calcul de l'indice, seules les ondes diffusées vers l'avant sont importantes car les ondes diffusées par un ensemble aléatoirement répartis de centres n'ont d'interférences constructives que vers l'avant. Les ondes diffusées dans les autres directions s'additionnent en intensité et ces ondes diffusées sont d'ailleurs responsables de l'atténuation de l'onde incidente puisque l'atome n'est pas détruit par le processus de diffusion.

Nous devons discuter la répartition des centres diffusant. Nous ne pouvons considérer que les processus de diffusion sont indépendants les uns des autres que si la distance moyenne $d = N^{-1/3}$ entre les particules cibles est suffisamment grande (N est la densité de particules cibles). Plus précisément, d doit être très grande devant la portée a_{pot} du potentiel d'interaction. Dans le cas d'atomes aux énergies thermiques, la longueur d'onde λ_{dB} est très petite devant la distance d entre les particules cibles et l'on a :

$$\lambda_{dB} \ll d \text{ et } d \gg a_{pot} \quad (\text{V.17})$$

Le libre parcours moyen \bar{l}_{pm} peut être évalué en ordre de grandeur par $\bar{l}_{pm} \sim d^3/a_{pot}^2$ et il est donc très grand devant la distance entre les particules diffusantes :

$$\bar{l}_{pm} \gg d \quad (\text{V.18})$$

Dans ces conditions, on peut établir une échelle de distance dz très petite devant d et suffisamment fine pour être inférieure au libre parcours moyen. Le gaz cible contient suffisamment de particules pour que l'on puisse le traiter comme un milieu continu et l'onde est très peu modifiée par la traversée d'une tranche de gaz d'épaisseur dz . Par ailleurs, si on suppose que l'amplitude de diffusion est faible devant la distance d , on peut considérer que l'onde diffusée par un premier atome cible est négligeable devant l'onde incidente au niveau d'un deuxième atome : alors, on peut considérer avec une bonne approximation que l'onde atomique locale vue par chaque centre diffuseur est l'onde incidente. L'onde émergente de la tranche dz est alors la somme cohérente de l'onde incidente et des ondes sphériques issues de chaque centre diffusant [247, 255, 263, 264]. On montre alors [173] que l'onde modifiée par la propagation dans le gaz est donnée par :

$$\Psi(z) = \Psi(0) \exp \left[ikz \left(1 + 2\pi N \frac{f(k)}{k^2} \right) \right] \quad (\text{V.19})$$

où N est la densité d'atomes cibles, et $f(k)$ l'amplitude de diffusion vers l'avant. L'indice de réfraction n est défini par la modification du vecteur d'onde incident, $\vec{k} \rightarrow n\vec{k}$, de sorte que l'onde se propageant dans un milieu d'indice n s'écrit sous la forme :

$$\Psi(z) = \Psi(0)e^{iknz} \quad (\text{V.20})$$

A partir de cette définition, et de l'équation V.19, nous pouvons exprimer l'indice de réfraction d'un gaz pour une onde atomique par :

$$n = 1 + 2\pi N \frac{f(k)}{k^2} \quad (\text{V.21})$$

V.3.2 Cas des cibles mobiles

Dans la réalité de nos expériences, le gaz cible est formé d'atomes de masse finie m_b qui ne sont pas immobiles mais soumis à l'agitation thermique à la température T . En supposant l'équilibre thermodynamique, leur distribution en vitesse est donnée par la distribution de Maxwell Boltzman de la forme :

$$P(\vec{v}_b) d\vec{v}_b = \frac{1}{\pi^{3/2} \alpha^3} \exp \left[-\frac{\vec{v}_b^2}{\alpha^2} \right] d\vec{v}_b \quad (\text{V.22})$$

où l'indice b désigne une particule du gaz cible et $\alpha = \sqrt{2k_B T/m_b}$. Le calcul de l'indice du paragraphe précédent n'est pas directement applicable mais l'idée est de se ramener au cas précédent. Pour cela, il nous suffit de nous placer dans le référentiel barycentrique du système composé d'un atome incident noté a et d'un atome cible noté b . Dans ce cas, la diffusion est celle d'une particule fictive de masse μ autour d'un centre diffuseur fixe. Pour obtenir la valeur de l'indice dans le référentiel du laboratoire, il faut alors appliquer une relation de passage entre ces deux référentiels. Ce raisonnement peut être appliqué pour chaque vitesse relative $\vec{v}_r = \vec{v}_a - \vec{v}_b$. Ensuite, il s'agit de moyennner sur la distribution en vitesse des particules cibles. A ce stade, il est important de noter que deux points de vue apparaissent dans la littérature sur la manière de réaliser la moyenne thermique. La première méthode utilisée par l'équipe de D. Pritchard [262] en accord avec les calculs de l'équipe de A. Dalgarno et R. C. Forrey [259–261] s'exprime sous la forme suivante :

$$n(v_a) = 1 + \frac{2\pi N \hbar^2}{\mu m} \left\langle \frac{f(v_r)}{v_a v_r} \right\rangle \quad (\text{V.23})$$

où v_a est la vitesse de l'atome incident et v_r la vitesse relative entre les deux atomes i.e. la vitesse de la particule fictive. La moyenne thermique s'exprime dans ce cas par :

$$\left\langle \frac{f(v_r)}{v_a v_r} \right\rangle = \int_0^\infty \frac{f(v_r)}{v_a v_r} \left[\frac{2v_r}{\sqrt{\pi} \alpha v} e^{-\frac{v^2+v_r^2}{\alpha^2}} \sinh \left(\frac{2v_a v_r}{\alpha^2} \right) \right] dv_r \quad (\text{V.24})$$

La méthode utilisée par notre équipe [255–257] mène au calcul de la moyenne thermique d'une autre quantité :

$$n(v_a) = 1 + \frac{2\pi N \hbar^2}{\mu m} \left\langle \frac{f(v_r)}{v_a^2} \right\rangle \quad (\text{V.25})$$

Avec comme moyenne :

$$\left\langle \frac{f(v_r)}{v_a^2} \right\rangle = \int_0^\infty \frac{f(v_r)}{v_a^2} \left[\frac{2v_r}{\sqrt{\pi} \alpha v_a} e^{-\frac{v_a^2+v_r^2}{\alpha^2}} \sinh \left(\frac{2v_a v_r}{\alpha^2} \right) \right] dv_r \quad (\text{V.26})$$

La différence entre ces deux moyennes se situe principalement pour le cas de particules incidentes ayant une faible vitesse v_a ou des particules cibles refroidies. Dans la suite de ma thèse je comparerai les mesures expérimentales aux simulations réalisées par C. Champenois au cours de sa thèse [173], des calculs concernant l'atome de lithium utilisant l'expression V.23 n'étant pas disponibles dans la littérature. Néanmoins, la différence entre les deux moyennes thermiques a peu d'influence et l'effet sur le rapport $\rho = Re(n - 1)/Im(n - 1)$ atteint au maximum 1% de la valeur du rapport ρ dans la gamme de vitesse explorée expérimentalement. Dans cette gamme de vitesse, les incertitudes des calculs d'indice restent dominées par les incertitudes sur le potentiel d'interaction employé pour calculer les valeurs de l'amplitude de diffusion.

V.4 Calcul de l'amplitude de diffusion

Maintenant que l'on a relié la valeur de l'indice de réfraction à l'amplitude de diffusion, il faut calculer cette dernière et la méthode classique est la méthode des déphasages. On calcule pour chaque onde partielle de moment cinétique l le déphasage induit par le potentiel. Cette méthode classique des problèmes de diffusion est par exemple présentée dans le livre de mécanique quantique de A. Messiah [265].

Nous considérons les deux atomes a et b de masses respectives m_a et m_b . Dans le référentiel barycentrique, le problème est celui d'une particule fictive de masse $\mu = m_a m_b / (m_a + m_b)$ de vitesse initiale $\vec{v}_r = \vec{v}_a - \vec{v}_b$ diffusée par un potentiel central. Soit $\Psi_{l,E}(r)$ la fonction d'onde radiale de la particule fictive de vecteur d'onde $k_r = \mu v_r / \hbar$, d'énergie $E = \hbar^2 k_r^2 / (2\mu)$ et de moment cinétique orbital l . En posant $u_{l,E}(r) = r \Psi_{l,E}(r)$, la fonction $u_{l,E}(r)$ vérifie l'équation de Schrödinger :

$$\left[\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d}{dr^2} + E - \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2} - V(r) \right] u_{l,E}(r) = 0 \quad (\text{V.27})$$

Le comportement asymptotique des solutions de cette équation est de :

$$u_{l,E}(r \rightarrow 0) = 0 \quad (\text{V.28})$$

$$u_{l,E}(r \rightarrow \infty) = A_l \sin \left(k_r r - \frac{l\pi}{2} \right) \text{ pour } V(r) = 0 \quad (\text{V.29})$$

$$u_{l,E}(r \rightarrow \infty) = A_l \sin \left(k_r r - \frac{l\pi}{2} + \delta_l \right) \text{ pour } V(r) \neq 0 \quad (\text{V.30})$$

La méthode des déphasages consiste alors à calculer δ_l pour chaque onde partielle l . Pour cela, il s'agit de comparer les fonctions d'ondes radiales en présence et en l'absence du potentiel. Une intégration numérique est nécessaire dans les deux cas. L'amplitude de diffusion est alors donnée par :

$$Re[f(k_r)] = \frac{1}{2k_r} \sum_l (2l+1) \sin 2\delta_l \quad (\text{V.31})$$

$$Im[f(k_r)] = \frac{1}{2k_r} \sum_l (2l+1) (1 - \cos 2\delta_l) \quad (\text{V.32})$$

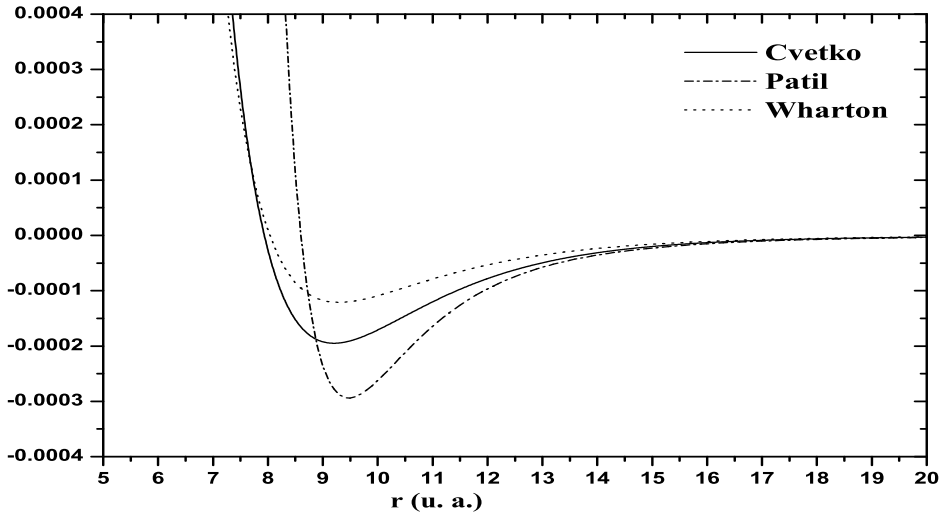


FIG. V.3 – Potentiels d’interaction entre le lithium et l’argon. Les différentes courbes sont associées aux différentes modélisations : en trait plein le modèle de D. Cvetko [267], en traits discontinus le modèle de S. Patil [268] et en traits pointillés le modèle semi-empirique de L. Wharton [272].

La figure V.3 montre le potentiel lithium-argon et la forme de ce potentiel est discutée dans le paragraphe suivant. On peut montrer que, pour des potentiels de ce type, attractifs à longue distance et répulsifs à courte distance, le déphasage δ_l tend vers zero pour l tendant vers l’infini et qu’il passe par un maximum $\delta_{l_{max}}$ pour $l = l_{max}$.

Avec un potentiel de ce type, le nombre d’ondes partielles à considérer dépend de la masse réduite μ et de la vitesse relative v_r entre les atomes cibles et incidents. Le nombre d’ondes partielles perturbées par le potentiel est typiquement de $l_{max} \sim 1000$ pour une collision aux énergies thermiques $k_r \sim 20$ u.a., mais les déphasages décroissent rapidement quand l est grand.

On peut voir sur la figure V.4 les déphasages δ_l en fonction de l calculés par C. Champenois pour la collision sodium-argon à différentes vitesses relatives. Pour les ondes partielles de faible moment orbital l , le déphasage est grand et varie rapidement avec l . On peut considérer alors que δ_l est une variable équirépartie sur $[0 - 2\pi]$. La contribution à la partie réelle de l’indice est sensiblement nulle. Par contre, pour la partie imaginaire, les termes de la somme de l’équation V.32 sont tous positifs et une approximation simple consiste à oublier le terme en $\cos(2\delta_l)$.

Pour l élevé, le déphasage tend vers 0. Seules les orbitales proches de l_{max} ont une forte contribution. Ces ondes oscillent alors en fonction de $\delta_{l_{max}}$ et donc de k_r . Ces oscillations sont appelées oscillations de gloire par analogie avec l’effet de gloire observé lors de la

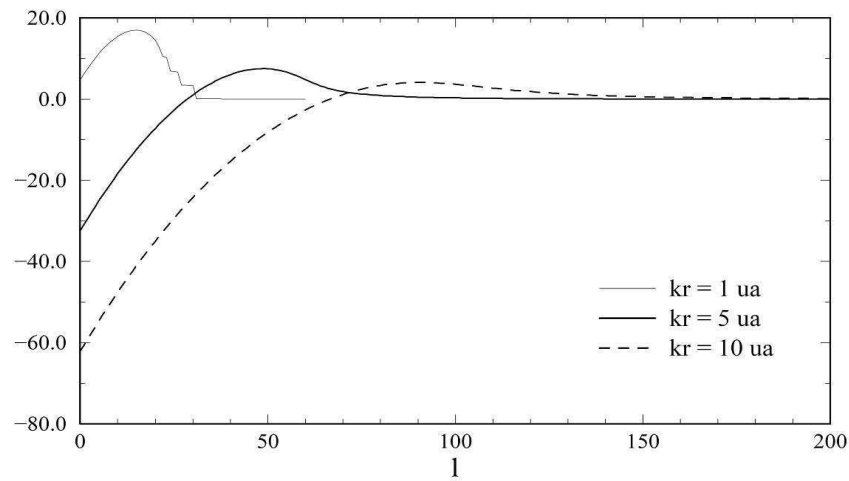


FIG. V.4 – Déphasage δ_l en fonction de l pour un potentiel Na-Ar et différentes valeurs du vecteur d'onde relatif. Le déphasage tend vers zéro pour l élevé et passe par un maximum pour $l = l_{max}$. Cette courbe est issue de la thèse de C. Champenois [173].

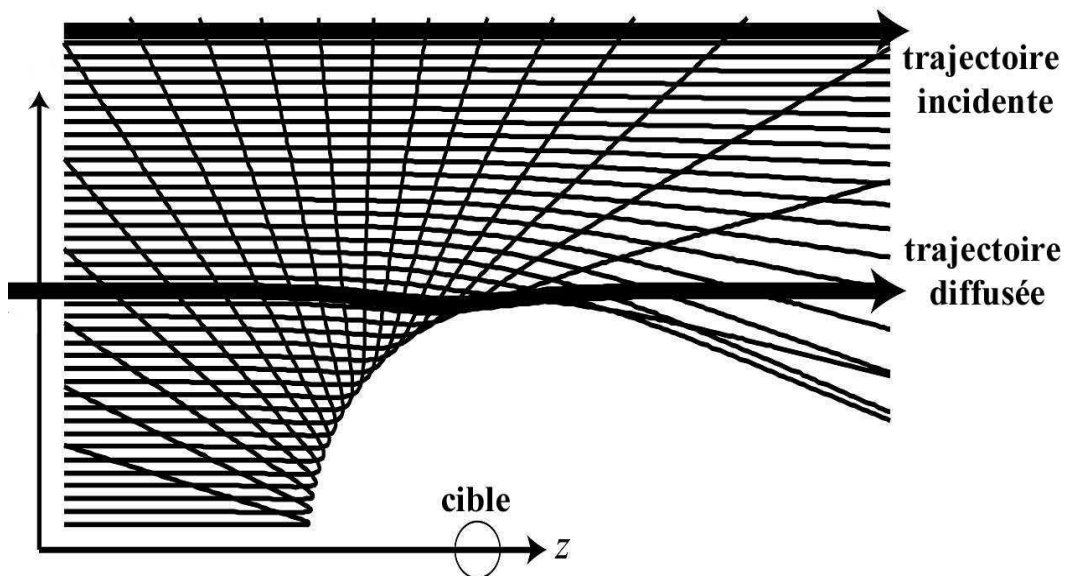


FIG. V.5 – Schéma représentant les trajectoires classiques d'une particule diffusée par le potentiel central créé par un atome cible. Sont représentées en traits gras, deux trajectoires particulières. Celle du haut est une trajectoire pratiquement non affectée par le centre diffuseur. Celle plus bas, représente une trajectoire globalement non défléchie mais qui a accumulé une phase non nulle due au potentiel d'interaction. Ces trajectoires classiques représentent alors deux ondes qui en interférant créent le phénomène d'oscillations de gloire.

rétrodiffusion de la lumière par un nuage. Si on se réfère à l'équation semi classique :

$$\frac{d\delta_l}{dl} = \frac{\theta}{2} \quad (\text{V.33})$$

où θ est l'angle de diffusion et l le moment orbital qui s'exprime en fonction du paramètre d'impact classique b par $l = k_r b$. Pour $l = l_{max}$, l'angle de déflexion est nul : les effets attractifs et répulsifs se compensent. La trajectoire est non défléchie mais accumule une phase non nulle. L'interférence de ces ondes avec l'onde incidente explique les oscillations observées.

La figure V.5 représente les trajectoires classiques déviées par un atome cible. Est représentée en trait gras, la configuration amenant à des oscillations de gloire. La trajectoire incidente interfère avec une trajectoire non déviée qui accumule une phase différente en passant à proximité du centre diffuseur. Ces interférences sont à l'origine des oscillations de gloire observées sur l'indice de réfraction.

V.5 Potentiel d'interaction alcalin- gaz rare

L'interaction entre les atomes alcalins et les gaz rares est une interaction attractive faible à longue distance de type van der Waals et une interaction répulsive à courte distance. La partie longue distance du potentiel s'exprime par un développement de la forme :

$$V_{vdW}(r \rightarrow \infty) = - \left[\frac{C_6}{r^6} + \frac{C_8}{r^8} + \frac{C_{10}}{r^{10}} \right] \quad (\text{V.34})$$

Le partie répulsive à courte distance est décrite de manière différente suivant les modèles [266–268]. Entre ces deux comportements asymptotiques, le potentiel présente un puits de profondeur D_e pour une distance interatomique r_e .

Le nombre d'états vibrationnels $N_{liés}$ dans un potentiel est relié par le théorème de Levinson au déphasage $\delta_{l=0}$ de l'onde s :

$$\delta_{l=0}(k_r \rightarrow 0) = N_{liés}\pi \quad (\text{V.35})$$

Le nombre $N_{liés}$ dépend de la profondeur du puits et de la masse réduite μ . Ce lien n'est pas direct pour un potentiel quelconque mais est établi [271] pour un potentiel de type Lennard-Jones :

$$V_{LJ} = 4D_e \left(\left(\frac{\sigma}{r} \right)^{12} - \left(\frac{\sigma}{r} \right)^6 \right) \quad (\text{V.36})$$

où $\sigma = 2^{1/6}r_e$ est le rayon de coeur dur. Dans ce cas, le nombre d'états liés soutendus par le potentiel est égal à :

$$N_{liés} = 0.238766 \sqrt{\frac{D_e 2\mu r_e^2}{\hbar^2}} - 0.62504 \quad (\text{V.37})$$

Cette expression illustre la dépendance du nombre d'états liés en fonction de la profondeur du puits D_e et de la masse réduite du système μ . Cependant ce potentiel ne convient pas

bien au cas de l'interaction alcalin-gaz rare car le mur répulsif est trop raide. La figure V.3 ci-dessus présente divers potentiels d'interaction Li-Ar déduits de calculs ou de mesures : les potentiels de D. Cvetko et al. [267] (en trait plein) et de S. Patil (traits discontinus) et al. [268] sont des modélisations alors que le potentiel de L. Wharton et al. [272] est un potentiel déduit de données expérimentales (pointillés).

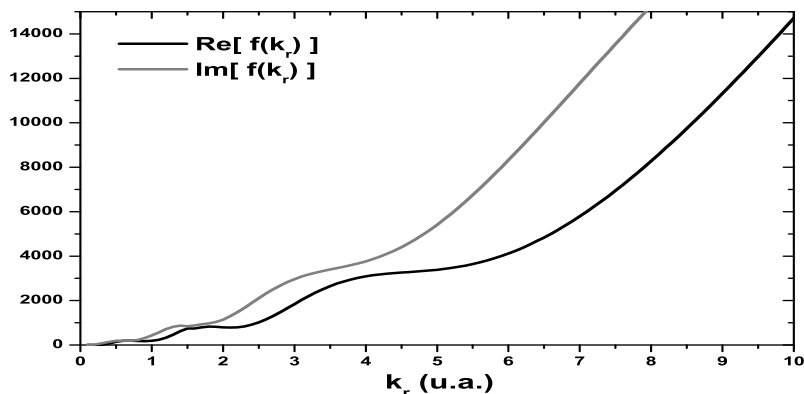
V.6 Allure des oscillations de gloire

Les premières observations d'oscillations de gloire d'une section efficace totale de collision sont dues à l'équipe de R. W. Rothe [273] travaillant en 1962 sur les collisions Li-Xe et K-Xe. Par la suite de nombreuses mesures ont été réalisées sur des systèmes variés [274–276]. Les mesures expérimentales de L. Wharton [266] sur les sections efficaces totales de collisions entre le lithium et les gaz rares restent, dans notre cas, une référence sur la mise en évidence des oscillations de gloire de la section efficace totale.

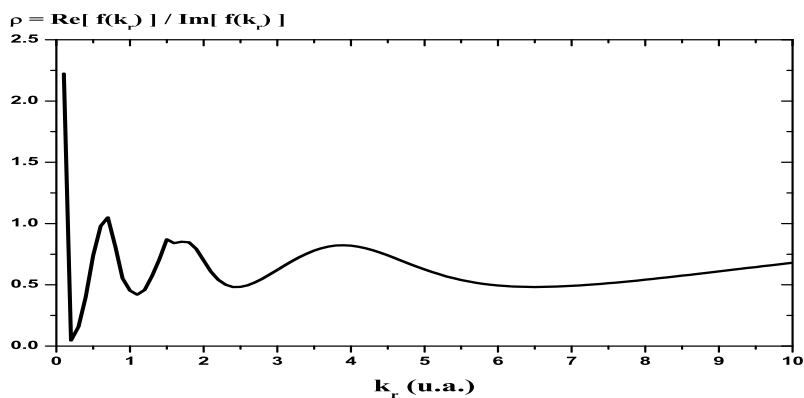
La figure V.6 a) illustre les oscillations de gloire pour les parties réelle et imaginaire de l'amplitude de diffusion pour un système Li-Ar [173] modélisées à l'aide du potentiel de D. Cvetko. Il s'agit des oscillations avant moyenne thermique. On constate alors beaucoup d'oscillations pour de faibles valeurs de vitesse relative et on sait que le nombre d'oscillations de gloire est égal au nombre d'états vibrationnels liés à une unité près et on peut montrer que les oscillations sur les parties réelle et imaginaires sont en quadrature [255]. Les oscillations de gloire sont un peu plus contrastées sur le rapport $\rho = Re[(n-1)]/Im[(n-1)]$ comme le montre la figure V.6 b).

Néanmoins, la majorité des oscillations de gloire sont lissées par l'effet de moyenne thermique, ainsi que le montre la figure V.6 c). Seules les oscillations correspondant à des vitesses élevées subsistent. Cet effet de lissage est évidemment plus marqué pour un gaz cible léger (avec une grande vitesse d'agitation thermique) que pour un gaz cible lourd. Il faut donc s'attendre à voir peu d'oscillations de gloire sur les signaux expérimentaux à cause de la moyenne thermique.

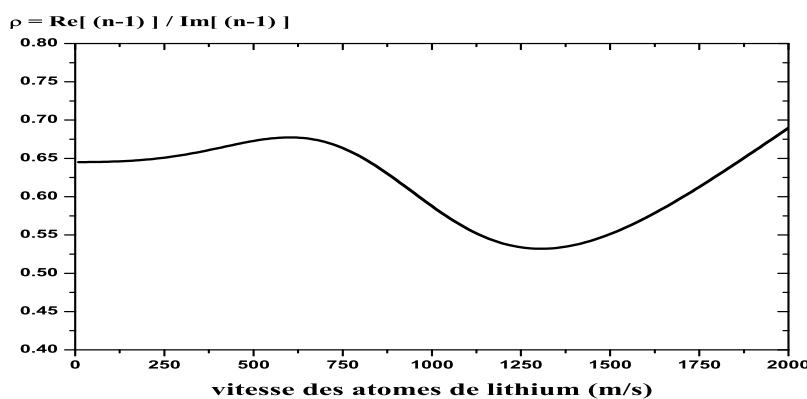
La valeur moyenne des oscillations de ρ est dominée par la contribution des ondes partielles de l élevé et c'est la forme du potentiel attractif à longue distance qui fixe cette valeur moyenne. Elle est typiquement de 0.73 pour un potentiel à longue distance en $1/r^6$. Cette valeur diminue lorsque les termes d'ordres supérieurs en $1/r^8$ et $1/r^{10}$ jouent un rôle important.



a) Oscillations de gloire des parties réelle et imaginaire de l'amplitude de diffusion vers l'avant



b) Oscillations de gloire du rapport ρ avant moyenne thermique.



b) Oscillations de gloire du rapport ρ après moyenne thermique.

FIG. V.6 – Illustrations des différents aspects des oscillations de gloire. a) Parties réelle et imaginaire de l'amplitude de diffusion vers l'avant dans le cas d'un système Li-Ar en fonction du vecteur d'onde relatif. Les oscillations de gloire sont bien visibles mais l'amplitude varie très vite avec k_r . b) Oscillations de la valeur du rapport $\rho = Re[(n - 1)]/Im[(n - 1)]$ en fonction du vecteur d'onde relatif avant moyenne thermique : les oscillations sont bien visibles. c) Valeurs de $\rho = Re[(n - 1)]/Im[(n - 1)]$ en fonction de la vitesse moyenne des atomes de lithium après moyenne thermique à une température $T = 300\text{K}$. Les oscillations sont très fortement lissées, notamment pour la région des faibles vitesses.

B. Dispositif expérimental

La réalisation pratique de la mesure d'indice de réfraction des gaz pour une onde atomique en fonction de la vitesse de celle-ci demande différentes étapes. Tout d'abord, il a fallu créer une cellule pour le gaz adaptée à être insérée entre les deux faisceaux atomiques de l'interféromètre. Nous avons dû prendre garde au mode d'introduction des gaz afin de conserver au mieux leur pureté, ainsi qu'à l'alignement et au positionnement de la cellule dans l'interféromètre. Une deuxième étape est la réalisation et la caractérisation d'une source d'onde de lithium de longueur d'onde variable. Enfin, la procédure d'acquisition des données nécessite plusieurs précautions afin de pouvoir mesurer le déphasage et l'atténuation liés à la présence de la cellule de gaz. Au cours de cette partie, je vais décrire tous ces points en détail.

V.7 Cellule de gaz

V.7.1 Conception

On souhaite intercaler entre les deux faisceaux atomiques, dont les centres sont distants de $90 \mu\text{m}$, une séparation matérielle qui isole un chemin atomique par rapport à l'autre. De cette manière, on peut introduire un gaz à une pression de l'ordre de quelques 10^{-4} mbar sur un seul des deux faisceaux atomiques. Ce gaz doit être contenu dans une cellule comportant des fentes pour permettre le passage des atomes. Cependant, ces fentes doivent présenter une faible conductance pour permettre d'avoir une pression de gaz très différente à l'intérieur et à l'extérieur de la cellule. Dans l'interféromètre atomique, la pression résiduelle est voisine de 5×10^{-7} mbar et on ne veut pas augmenter beaucoup cette pression.

La cellule de gaz est représentée sur la figure V.7. Elle est constituée d'une pièce massive de longueur 80 mm pour 35 mm de large. Au coeur de celle-ci, est créé un volume qui contiendra le gaz. On recouvre ensuite cette pièce d'une feuille de mylar tendue. Pour éviter de modifier notablement la pression résiduelle dans l'enceinte de l'interféromètre, on diminue la conductance de la cellule en plaçant de chaque côté une cale de sorte à créer deux fentes de sortie de largeurs voisines de $300 \mu\text{m}$. Le gaz est ensuite acheminé dans la cellule par un tube de diamètre 16 mm par une entrée située à l'arrière de la cellule.

V.7.2 Réalisation

La construction de la cellule se fait en plusieurs étapes. Tout d'abord, la pièce massive est réalisée en dural et elle doit posséder un très bon état de surface. En effet les deux parties soutenant le mylar doivent être parallèles entre elles et ne pas avoir d'irrégularités supérieures à quelques micromètres pour assurer une bonne planéité à la feuille de mylar tendue. La pièce doit également permettre un réglage optique de la position du mylar par rapport au jet de lithium. Pour cela, on a créé une ouverture au dos de la cellule permettant l'insertion d'un hublot pour observer le mylar pendant l'alignement de la cellule. Aux extrémités de cette pièce, on rétrécit la profondeur de la rainure centrale de sorte à créer

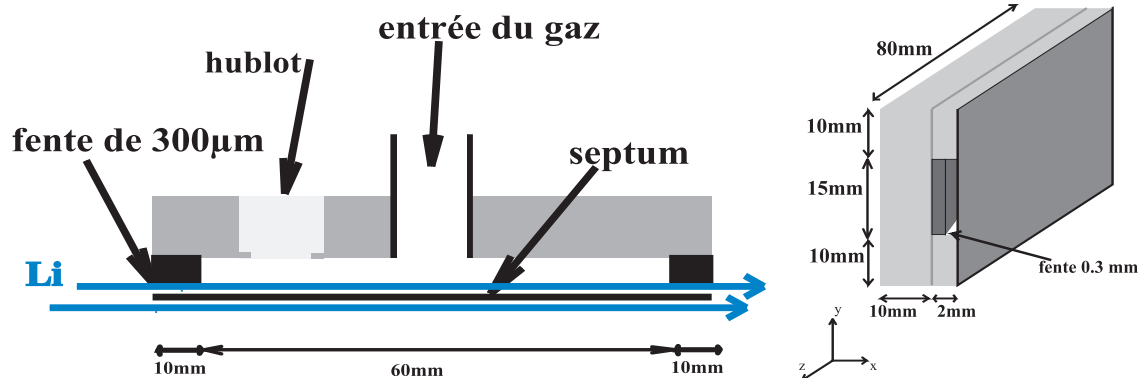


FIG. V.7 – Schémas représentant la cellule d'interaction. A gauche, une vue de dessus et à droite, une vue en trois dimensions. On distingue le mylar séparant matériellement les deux jets atomiques. Côté cellule, un hublot a été placé dans la pièce massive pour permettre un alignement optique du mylar. Le gaz est introduit par l'arrière. Deux fentes de largeurs $300\ \mu\text{m}$ permettent de localiser le gradient de densité dans les fentes.

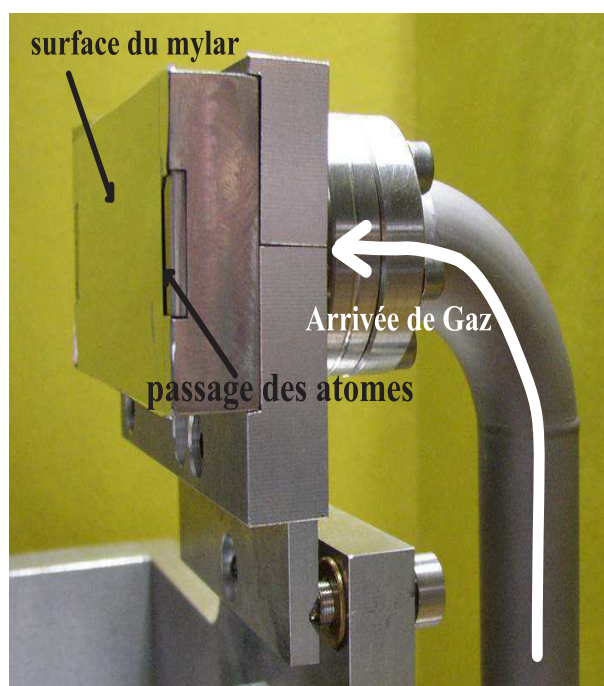


FIG. V.8 – Photo de la cellule d'interaction montée sur son support. On distingue l'état de surface du mylar, une fente d'entrée des atomes et l'arrivée de gaz.

un canal de sortie pour le gaz. La longueur du canal peut atteindre 10 mm mais cette longueur sera réduite par la découpe du mylar. La hauteur du canal est égale à 15 mm et sa largeur est voisine de 300 μm .

La feuille de mylar, d'épaisseur 6 μm , est tout d'abord tendue sur un gabarit cylindrique. Le principe est le même que pour la cellule de polarisabilité : je colle une feuille de mylar sur un anneau et je la recouvre d'un film d'eau savonneuse. En chauffant le tout à une température de l'ordre de 80°C, le mylar se tend sans s'endommager sous l'effet de la chaleur. Je dépose ensuite la pièce en dural par dessus en ayant pris soin de déposer une fine couche de colle sur les extrémités de la pièce. Une fois collé, on découpe le mylar à la taille de la cellule en prenant tout particulièrement soin des bords libres. En effet, si ces bords libres sont mal tendus, leur flèche gênerait le passage des atomes. Pour l'éviter, on découpe la feuille de mylar à des dimensions légèrement plus faibles de quelques millimètres que la pièce en dural. Par un contrôle optique élémentaire on peut alors évaluer la déformation maximale des bords libres. L'ombre provoquée par ces bords est, pour cette cellule, de l'ordre d'au maximum 20 μm . Une fois le mylar collé sur la pièce en dural, nous ne pouvons plus contrôler l'ouverture des fentes sans risquer d'endommager le mylar. On est alors obligé de faire confiance aux mesures préliminaires de la pièce en dural. On sait cependant que l'épaisseur de la couche de colle entre la pièce de dural et le mylar est typiquement de 10 μm , rendant les fentes plus larges de la même quantité.

La cellule fut initialement construite en acier inoxydable de même que les cales pour les fentes. Cette cellule fut introduite au mois de mai 2006 dans l'interféromètre. On a constaté expérimentalement que les deux chemins atomiques passaient bien de part et d'autre du mylar sans être atténués. Néanmoins, nous n'avons pas réussi à observer de beaux signaux d'interférences. Nous avons typiquement une visibilité initiale de 65% qui était réduite aux environs de 10% quand nous introduisions le septum entre les deux chemins atomiques. Une fois la cellule réalisée en dural, nous n'avons plus rencontré ce problème. L'explication provient certainement de la présence de gradients de champ magnétique ou d'une annulation locale du champ magnétique. L'acier inoxydable est faiblement magnétique mais la réalisation d'une soudure pour fixer le raccord d'arrivée de gaz a pu modifier localement les propriétés magnétiques du métal. L'hypothèse d'un gradient de champ relativement homogène semble peu probable puisqu'il faudrait avoir vraiment de forts gradients pour induire une telle perte de visibilité [11]. De plus, nous avons mesuré les champs magnétiques résiduels à l'aide d'un gaussmètre une fois la cellule démontée, et nous n'avons trouvé que des variations de champ de quelques dizaines de milli-Gauss sur une distance de l'ordre du centimètre. Par contre, une annulation locale de champ magnétique pourrait causer une forte perte de cohérence en mélangeant les sous niveaux Zeeman. Cette hypothèse nous semble être plus satisfaisante. C'est du moins la seule qui explique à la fois le passage du jet de part et d'autre du mylar et la perte de cohérence observée sur le signal de franges d'interférences.

V.7.3 Mode opératoire de remplissage et vidage de la cellule

Le mode opératoire d'introduction de gaz est le même pour toutes les mesures d'indice. La figure V.9 représente le dispositif expérimental. On crée tout d'abord le vide

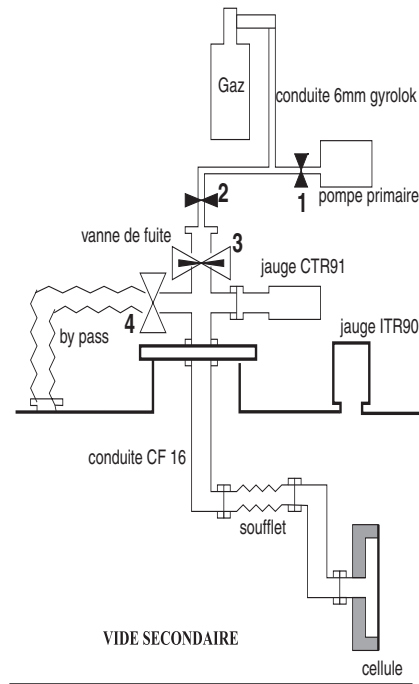


FIG. V.9 – Schéma illustrant notre ligne de gaz servant à l'alimentation de la cellule d'interaction. Le débit de gaz est réglé par une vanne de fuite (N°3). Une jauge à membrane mesure la pression de gaz dans la cellule (jauge CTR91).

secondaire dans toutes les canalisations en laissant la vanne N°4 de by-pass ouverte, vanne de fuite N°3 et vanne N°2 fermées. Ensuite, avant d'introduire un gaz quelconque ou lorsqu'on change de gaz, on pompe, via une pompe primaire, les tuyaux du détendeur à la vanne de fuite (vannes N°1 et N°2 ouvertes). La pompe est raccordée à la ligne de gaz par un tuyau de diamètre 40 mm, de 10 m de longueur, qui permet de minimiser les remontées de vapeur d'huile. Lorsque nous changeons de gaz, nous ouvrons la ligne de gaz à l'atmosphère, et on utilise le pompage primaire pour vider la ligne avant d'introduire le nouveau gaz. Ensuite on introduit 0.5 bar de gaz jusqu'à la vanne de fuite (fermée). La vanne de fuite n'accepte pas de pression d'entrée supérieure à 1 bar absolu. L'inconvénient est que la ligne de gaz est en dépression par rapport à l'atmosphère, ce qui pourrait donner lieu à une éventuelle introduction d'air dans la conduite mais la possibilité de ce genre de fuite est très faible. On ferme alors la vanne N°4 du by-pass et on ouvre délicatement la vanne de fuite. Dès lors, la jauge CTR91 nous donne une mesure de la pression de gaz dans la cellule. Typiquement, la plage de pression balayée est de 2×10^{-5} mbar à 1×10^{-3} mbar. Une fois le gaz dans la cellule, la procédure pour la vider est simple : on ferme la vanne N°2 et on ouvre la vanne N°4. La vanne de fuite reste généralement ouverte dans ce cas pour des questions de rapidité d'exécution.

V.7.4 Temps de vidage de la cellule :

On a besoin de remplir et de vider la cellule de gaz en des temps de l'ordre de la seconde, pour permettre une meilleure mesure de la différence de phase entre les deux configurations. Pour cela, on a prévu un tube d'amenée UHV de diamètre 16 mm le plus court possible entre la vanne d'arrivée et la cellule. On peut estimer la constante de temps d'évacuation comme le rapport entre le volume à vider par la conductance du tuyau. Le volume à vider est de 2 cm^3 pour la cellule et de $\sim 300 \text{ cm}^3$ pour le tube. La conductance du tube est de $C_{tube} = 1.1 \text{ L/s}$. La constante de temps de vidage de la cellule est donc de 0.3 s. Ainsi, pour réduire la pression de 10^{-3} mbar à 10^{-6} mbar , il faut environ 7 fois la constante de temps soit une durée voisine de 2 s. Comme on vide le gaz de la cellule dans l'enceinte de l'interféromètre, on a alors jugé raisonnable d'attendre au moins 3 secondes avant de considérer que l'équilibre de pression est établi.

V.7.5 Mesure de la pression à l'intérieur de la cellule de gaz

Pour une mesure précise de l'indice de réfraction on a besoin de connaître la pression de gaz dans la cellule avec une précision de l'ordre du pourcent. Pour cela on dispose de deux moyens de mesure. La première possibilité est de mesurer l'élévation de pression dans l'enceinte de l'interféromètre. Pour une pression de $P_{int} = 2 \times 10^{-7} \text{ mbar}$ une remontée de pression de $5 \times 10^{-8} \text{ mbar}$ représente une augmentation près de 25%. Cette augmentation est accessible à notre jauge à ionisation mais cette mesure dépend fortement de la nature chimique du gaz introduit par la sensibilité de la jauge et aussi par le rapport entre les conductances de fuites de la cellule et la vitesse de pompage de l'enceinte.

Nous avons choisi de mesurer directement la pression dans la ligne d'arrivée du gaz par une jauge à déformation de membrane dont la sensibilité ne dépend pas de la nature du gaz. Nous utilisons une jauge Leybold modèle CERAVAC CTR91. Cette jauge est capable d'effectuer des mesures de pression très reproductibles. La gamme de pression mesurable est $1.3 \times 10^{-6} \text{ mbar}$ - $1.3 \times 10^{-1} \text{ mbar}$. L'incertitude de mesure δP dépend de la pression P et elle vaut :

$$\delta P(\text{mbar}) = 3.25 \times 10^{-6} + 1.6 \times 10^{-3} \times P(\text{mbar}) \quad (\text{V.38})$$

Pour une pression de $1 \times 10^{-4} \text{ mbar}$, l'incertitude relative est de 3.4% et elle n'est plus que de 0.48% pour une pression de $1 \times 10^{-3} \text{ mbar}$.

V.7.6 Gaz introduits

Les gaz que l'on souhaite introduire dans la cellule sont essentiellement des gaz rares. En effet, les interactions lithium-gaz rare ont déjà fait l'objet de plusieurs études théoriques et expérimentales [266–269, 272]. Cette connaissance précise des potentiels d'interaction nous permettra alors de pouvoir comparer nos mesures avec les prédictions théoriques

Néanmoins, les gaz rares ne sont pas les seuls à pouvoir être utilisés. Par exemple, il pourra être intéressant d'étudier le comportement de l'indice de réfraction de l'azote pour connaître l'effet d'une pollution de la cellule par une fuite d'air. Du fait de sa taille, la molécule N_2 devrait créer une forte atténuation et un déphasage important [138]. Dans un premier temps, nous avons évité les gaz moléculaires car leurs degrés de liberté de vibration

Gaz Impuretés	Argon	Krypton	Xénon
H_2O	0.5	3	3
H_2	0.1	2	2
N_2	0.3	10	10
O_2	0.1	2	2
CO, CO_2	0.1	2	2
Xe	-	25	-
Kr	-	-	25

TAB. V.1 – Cette table donne les impuretés des gaz rares très purs que nous avons utilisés. Les quantités sont des limites supérieures estimées par le fabricant et elles sont exprimées en ppm.

et de rotation compliquent énormément les calculs de collisions et les surfaces de potentiels lithium-molécule sont très mal connues.

Si l'on revient désormais aux gaz introduits, il nous a semblé important de choisir des gaz de grande pureté. Vue la faible pression de gaz dans la cellule, la présence d'impuretés pourrait fausser la mesure. La pureté des gaz rares est très élevée, de sorte qu'elle ne pose pas de problèmes. Les concentrations des impuretés sont répertoriés dans la Table V.1. Les grandeurs sont des limites supérieures exprimées en ppm (1 molécule d'impureté pour 10^6 atomes du gaz). Il faut de plus une ligne de gaz propre pour éviter de polluer le gaz introduit et c'est pourquoi nous avons utilisé des composants pour l'ultra-vide. Il aurait été souhaitable d'étuver cette ligne mais nous ne pouvions pas étuver la cellule à cause du mylar et des collages qui ne supportent pas les hautes températures. Nous nous sommes contentés de nettoyer au mieux tous ces composants avant le montage et de purger la ligne de gaz avec du gaz propre avant chaque mesure.

V.8 Effet du gaz dans la cellule

V.8.1 Modification de la pression résiduelle dans l'enceinte de l'interféromètre

La cellule est ouverte aux deux extrémités par un canal dont les dimensions mesurées sont les suivantes : hauteur $h = 15$ mm, longueur $l = 6.5$ mm, largeur de $w = 290$ μm . La conductance totale de ces deux canaux est donnée par [278] :

$$C_{cell} = 2 \times \left(\frac{\bar{v}}{4}\right)wh\frac{w}{l} \ln\left(\frac{l}{w}\right) \quad (\text{V.39})$$

où \bar{v} est la vitesse moyenne des atomes de gaz contenu dans le volume de la cellule. Elle est donnée par $\bar{v} = \sqrt{8k_B T / \pi m}$. Pour des gaz rares à température ambiante $T = 300\text{K}$, cette vitesse varie entre 561 m/s pour le néon à 220 m/s pour le xénon. Nous évaluerons toutes

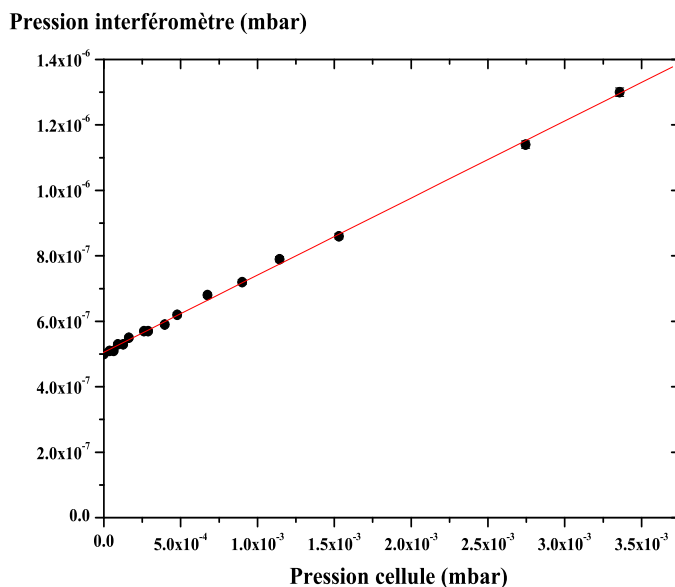


FIG. V.10 – Pression dans l’enceinte de l’interféromètre mesurée par une jauge ITR90 en fonction de la pression d’argon P_{cell} introduite dans la cellule mesurée par la jauge CTR91. Cette mesure a été faite jusqu’à $P_{cell} = 3.6 \times 10^{-3}$ mbar pour mettre bien en évidence la relation linéaire entre l’augmentation de pression dans l’interféromètre et la pression dans la ligne de gaz.

les conductances pour l’argon et celle-ci vaut $C_{cell} \simeq 0.12$ L/s. La remontée de pression ΔP , liée à une pression dans la cellule de P_{cell} , s’exprime par :

$$\Delta P = \frac{C_{cell} P_{cell}}{\mathcal{S}} \quad (\text{V.40})$$

où \mathcal{S} est la vitesse de pompage de l’enceinte de l’interféromètre qui est relativement mal connue. Cette enceinte est pompée par deux pompes Varian VHS 1200, chacune de vitesse nominale 1200 L/s. Elles sont équipées de baffles refroidis à l’eau de types différents (un baffle Leybold DN 250 et un baffle Edwards). La vitesse de pompage de chacune est alors grossièrement réduite d’un facteur deux. Nous estimons donc la vitesse de pompage à environ $\mathcal{S} \simeq 1000 \pm 500$ L/s. Nous prévoyons ainsi une remontée de pression de :

$$\frac{\Delta P}{P_{cell}(Ar)} \simeq 1.2 \times 10^{-4} \quad (\text{V.41})$$

Expérimentalement, en enregistrant simultanément la pression de l’enceinte de l’interféromètre et la pression d’argon introduite dans la cellule, nous avons accès à cette remontée de pression. La jauge de l’enceinte de l’interféromètre est une jauge de type Bayard Alpert commercialisée par Leybold sous le nom de ITR90 dont on peut corriger sa sensibilité pour

l'adapter à la détection de l'argon. On obtient ainsi les données représentées sur la figure V.10. Le rapport $\Delta P/P_{cell}(Ar)$ est bien constant mais sa valeur est égale à :

$$\frac{\Delta P}{P_{cell}(Ar)} = (2.36 \pm 0.11) \times 10^{-4} \quad (V.42)$$

Cette remontée correspond à une vitesse de pompage de $\mathcal{S} \approx 510$ L/s, dans la limite basse de notre estimation. La modification de pression dans l'enceinte de l'interféromètre liée à l'introduction de gaz dans la cellule reste raisonnable pour les pressions utilisées toujours inférieures à 10^{-3} mbar. En effet, même si il sort un peu de gaz de la cellule, il atténue très faiblement l'intensité du faisceau atomique, comme nous allons le voir dans les prochains paragraphes.

V.8.2 Correction de la mesure de pression

La valeur de la pression mesurée par la jauge CTR91, n'est pas la pression régnant à l'intérieur de la cellule à cause du gradient de pression dû à l'écoulement permanent de gaz à l'intérieur du tube d'amenée. Il faut alors corriger la valeur mesurée en tenant compte du rapport entre la conductance du tube de gaz reliant la jauge à la cellule et la conductance de la cellule vers l'interféromètre. En régime stationnaire, on peut écrire le débit de gaz sous deux formes différentes :

$$C_{tube}(P_{jauge} - P_{cell}) = C_{cell}P_{cell} \quad (V.43)$$

Je vais alors calculer les conductances du tube et de la cellule uniquement dans le cas de l'argon. Puisque ces conductances dépendent de la même manière de la masse atomique du gaz et de la température, le rapport de ces conductances est indépendant du gaz et de la température.

Le tube est long d'environ 400 mm et il possède quatre coudes. D'après les références [278, 279], la conductance d'un tuyau est de la forme :

$$C = \frac{1}{4} \bar{v} \frac{1}{\kappa} A \quad (V.44)$$

où \bar{v} est la vitesse moyenne du gaz, A la section du tube et $1/\kappa$ le facteur de Clausing tenant compte de la géométrie du tube. Dans le cas d'un tube droit de longueur l et de rayon r , $1/\kappa = 8r/(3l)$, et $A = \pi r^2$. Dans le cas d'un coude à angle droit de côté $2d$, réalisé par un tube de diamètre d , $1/\kappa = 0.357$ et $A = \pi d^2/4$. On calcule ainsi une conductance totale du tuyau d'amené de $C_{tube} = 1.1$ L/s pour l'argon. Nous avons mis le plus grand soin pour faire le calcul de cette conductance mais nous ne pouvons exclure une erreur de l'ordre 10% sur cette grandeur. La conductance de C_{cell} vaut dans le cas de l'argon $C_{cell} = 0.12$ L/s. Ainsi, la pression régnant dans la cellule s'exprime par :

$$P_{cell} = (0.9 \pm 0.01)P_{jauge} \quad (V.45)$$

Une autre source d'erreur possible serait l'inhomogénéité en température de l'interféromètre. En effet, en régime moléculaire, il n'y a pas d'équilibre de pression mais un équilibre entre deux flux de gaz de densité N_1 et N_2 à des températures T_1 et T_2 différentes : $N_1\sqrt{T_1} = N_2\sqrt{T_2}$. Les différences de température sont faibles, inférieures au degré Kelvin, de sorte que cet effet semble tout à fait négligeable.

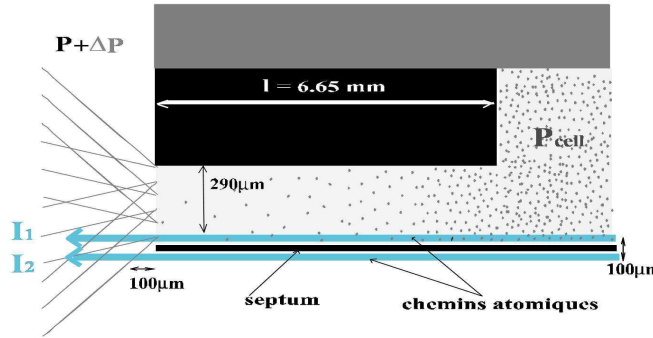


FIG. V.11 – Schéma illustrant la modification de la pression résiduelle P_{res} de l'enceinte de l'interféromètre par l'introduction de gaz à une pression P_{cell} dans la cellule.

V.8.3 Atténuation des jets atomiques

La cellule de gaz étant ouverte par deux fentes, un faible quantité de gaz peut s'échapper de la cellule et atténuer le chemin atomique ne passant pas au travers de la cellule, comme illustré sur la figure V.11. Cependant cet effet est très faible. Pour s'en convaincre on peut comparer les densités colonnes du gaz vues par le chemin atomique i , $i = 1, 2$ de l'interféromètre :

$$I_i = \int_i N(z) dz = \int_i \frac{dz P_i(z)}{k_B T} \quad (V.46)$$

Pour le faisceau atomique passant à travers la cellule d'indice, la densité colonne de gaz est donnée par :

$$I_1 = \frac{P_{cell} L_{cell} + \Delta P \times (L - L_{int})}{k_B T} \quad (V.47)$$

où L est la longueur totale de l'enceinte de l'interféromètre. Pour l'autre faisceau atomique, la densité colonne de gaz est donnée par :

$$I_2 = \frac{\Delta P \times L}{k_B T} \quad (V.48)$$

Les mesures vont être sensibles à la différence de densité colonne sur les deux faisceaux atomiques qui est donnée par :

$$I_1 - I_2 = \frac{(P_{cell} - \Delta P) \times L_{int}}{k_B T} \quad (V.49)$$

C'est exactement ce que l'on souhaite produire à la petite correction près que P_{cell} est remplacée par $(P_{cell} - \Delta P)$ ce qui correspond à une correction relative de $(2.36 \pm 0.11) \times 10^{-4}$, tout à fait négligeable.

Nous avons vérifié que les deux atténuations des deux faisceaux atomiques sont très différentes. Pour cela, nous avons diffracté le jet atomique de lithium au niveau de la

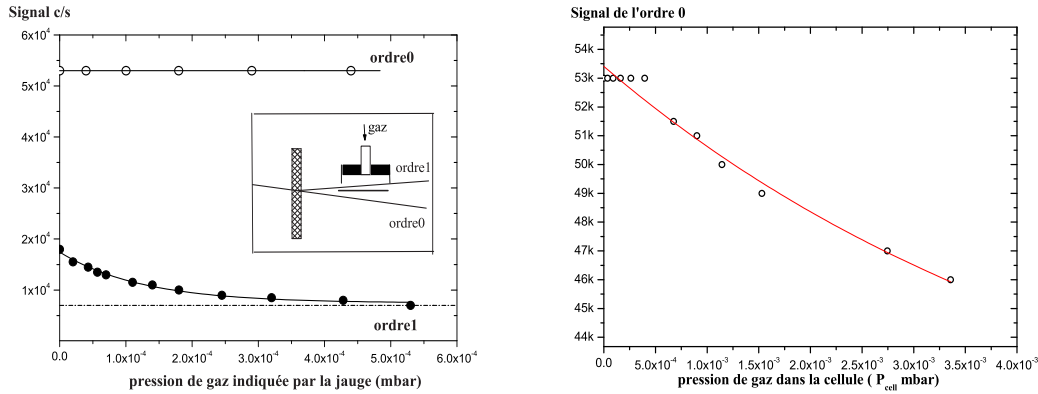


FIG. V.12 – Intensités des faisceaux atomiques non diffracté (ordre 0) et diffracté (ordre 1) par la première onde stationnaire en fonction de la pression d'argon introduite dans la cellule. La cellule étant placée sur le faisceau d'ordre 1, on observe une forte atténuation sur ce faisceau dès que la pression dans la cellule est voisine de 2×10^{-4} mbar. On observe une légère atténuation du faisceau d'ordre 0 pour des pressions de gaz à l'intérieur de la cellule de l'ordre de quelques 10^{-3} mbar.

première onde stationnaire en deux faisceaux (configuration de séparatrice). La cellule d'indice étant placée entre les deux chemins, nous avons mesuré l'intensité des faisceaux d'ordre 0 et 1 en fonction de la pression d'argon introduite dans la cellule. La figure V.12 représente l'évolution de ces signaux. On constate que le faisceau issu de la diffraction d'ordre 1 passe effectivement à l'intérieur de la cellule puisqu'il est fortement atténué pour une pression de 5×10^{-4} mbar. Au contraire, le signal issu de l'ordre 0 décroît très lentement avec la pression dans la cellule : l'atténuation mesurée vaut 5% pour une pression dans la cellule égale à 1×10^{-3} et elle atteint 10% pour une pression dans la cellule égale à 3×10^{-3} mbar. Cette atténuation est en bon accord avec les mesures de la pression résiduelle de la figure V.10. En effet, la transmission du faisceau d'ordre 0 est de la forme $I_t/I_i = \exp(-\sigma NL)$, où $\sigma \sim 3.5 \times 10^{-18} \text{m}^2$ est la section efficace totale de collisions entre le lithium et l'argon pour une vitesse relative $v_r = 1065 \text{ m/s}$, N et L sont respectivement la densité de gaz présente dans l'interféromètre et la longueur de l'enceinte à vide de l'interféromètre ($L \approx 2\text{m}$) et on connaît par la figure V.10 l'augmentation de la pression résiduelle dans l'interféromètre en fonction de la pression dans la cellule. Ainsi une pression dans la cellule égale à 4×10^{-3} mbar provoque une élévation de la pression résiduelle dans l'enceinte de l'interféromètre de $\Delta P = 0.85 \times 10^{-6}$ mbar, soit une densité de gaz de $N = 2.04 \times 10^{16} \text{ at/m}^3$. On prédit une atténuation de 13% très proche de celle observée expérimentalement puisque sur la figure V.12 b), on constate une atténuation de 12.3%. Sur cette même figure, nous ne comprenons pas bien l'allure initiale de la courbe, où l'atténuation du signal de l'ordre 0 ne semble pas suivre tout à fait la loi exponentielle.

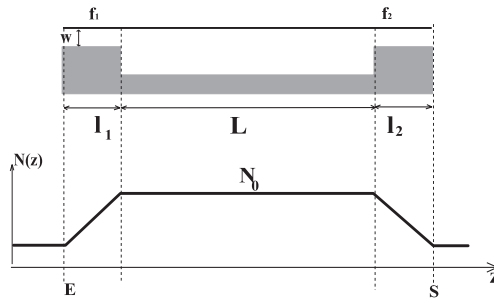


FIG. V.13 – Illustration de la dépendance de la densité de gaz en fonction de la coordonnée z . Ce schéma permet de définir les distances utiles à définir le gradient de densité au niveau des fentes d'entrée et de sortie de la cellule.

V.8.4 Densité de gaz dans la cellule-longueur d'interaction

Pour pouvoir accéder aux parties réelle et imaginaire de l'indice de réfraction, nous avons besoin de connaître la densité de gaz à l'intérieur de la cellule ainsi que la longueur d'interaction. Pour cela il faut mesurer avec précision la pression à l'intérieur de la cellule pour connaître la densité de gaz N_0 dans la cellule. Il faut aussi caractériser l'écoulement du gaz au niveau des canaux de sortie pour pouvoir définir une longueur d'interaction. Etant donnée que la conductance du tuyau d'amenée du gaz dans la cellule est 10 fois plus grande que la conductance des fentes, il nous semble légitime de considérer la densité à l'intérieur même de la cellule constante est égale à N_0 . Cependant, au niveau des fentes de sortie, l'écoulement du gaz vers l'enceinte de l'interféromètre induit un gradient de densité. Il nous faut alors modéliser la décroissance de la densité de gaz à ce niveau. Le raisonnement le plus simple pour décrire l'écoulement dans un canal dont au moins une dimension transverse est petite devant les autres dimensions est de dire que la densité atomique $N(x, y, z)$ est régie par une équation de diffusion et en régime stationnaire, on doit avoir :

$$\Delta N(x, y, z) = 0 \quad (\text{V.50})$$

On ne s'attend pas à une dépendance rapide de la densité en fonction des coordonnées transverses x et y du canal et cette équation devient donc :

$$\frac{d^2 N(z)}{dz^2} = 0 \quad (\text{V.51})$$

ce qui s'intègre en $N(z) = a + bz$. On fixe les constantes a et b en écrivant que à un bout du canal, $N = 0$ et à l'autre bout $N = N_0$, comme illustré sur la figure V.13. H.C. Beijerinck et N.F. Verster [280] utilisent cette loi pour décrire la densité dans le capillaire servant de source à un jet atomique dans le régime effusif. Nous pouvons calculer la longueur effective d'interaction L_{int} avec le gaz de la cellule. Cette longueur effective est définie par :

$$\int_E^S N(z) dz = N_0 L_{int} \quad (\text{V.52})$$

et on trouve immédiatement que la longueur effective d'interaction est donc de :

$$L_{int} = L + \frac{l_1 + l_2}{2} \quad (\text{V.53})$$

ou L est la longueur intérieure et l_1, l_2 les longueurs des deux canaux de sortie. Nos mesures donnent la valeur $L_{int} = 66.5 \pm 1$ mm.

Une fois que le gaz a franchi la fente de sortie, il crée un jet atomique dont la densité décroît assez doucement puisque la hauteur h de la fente est grande devant sa largeur w . Ainsi, sur une distance de l'ordre de h , la densité de gaz reste importante mais ce jet interagit également avec les deux chemins atomiques dès que la distance à la fente de sortie est supérieure à la distance séparant les deux faisceaux de l'interféromètre, comme illustré sur la figure V.11. On peut donc raisonnablement penser que ces deux contributions se compensent.

V.9 Positionnement de la cellule

La cellule de mesure d'indice est beaucoup plus difficile à positionner que la cellule de mesure de la polarisabilité à cause de la rigidité de la conduite d'amenée de gaz. Nous avons alors choisi de reprendre entièrement la conception du support de la cellule de sorte à pouvoir mieux la manipuler sous vide. La mise en place complète de la cellule se déroule en trois étapes : la première est un alignement grossier sous air du mylar par rapport à l'axe du jet atomique. La seconde est un alignement plus fin du parallélisme entre le jet atomique et la surface du mylar. Ce réglage s'effectue sous vide directement avec le signal de lithium. Enfin, on positionne la cellule entre les deux faisceaux atomiques de l'interféromètre en optimisant le signal d'interférences.

V.9.1 Support et arrivée de gaz

La cellule d'indice est fixée, dans un premier temps, à un point-trait-plan mécanique permettant une rotation autour des axes \vec{z} et \vec{y} . L'exploration angulaire est alors d'une dizaine de milli-radians par tour de vis. Ces deux réglages permettent de faire tourner la cellule autour de ces deux axes quand elle est sous air. Ensuite l'ensemble {point-trait-plan cellule} est relié à une rotation Microcontrôle TR160 laissée libre en rotation et activée grâce à un moteur pas à pas "New Step NSC100-12" de la firme Microcontrôle. Cet actuateur dispose d'une course de 12 mm par pas de $0.5 \mu\text{m}$. Le bras de levier étant de 100 mm, la résolution angulaire est alors de $5 \mu\text{rad}$. Ce moteur fonctionnant sous vide, il nous permet de corriger l'orientation latérale de la cellule, le jet atomique étant en fonctionnement. Enfin, le tout est monté sur une translation mécanique Microcontrôle qui permet une exploration dans la direction \vec{x} de ± 25 mm. L'ensemble translation, rotation, cellule est fixé à un flasque DN 250 KF situé à l'aplomb du miroir de la deuxième onde stationnaire. Ainsi, la cellule est positionnée légèrement avant la deuxième onde stationnaire. L'écart entre les deux chemins atomiques est maximal au niveau du miroir M_2 et vaut $100 \mu\text{m}$

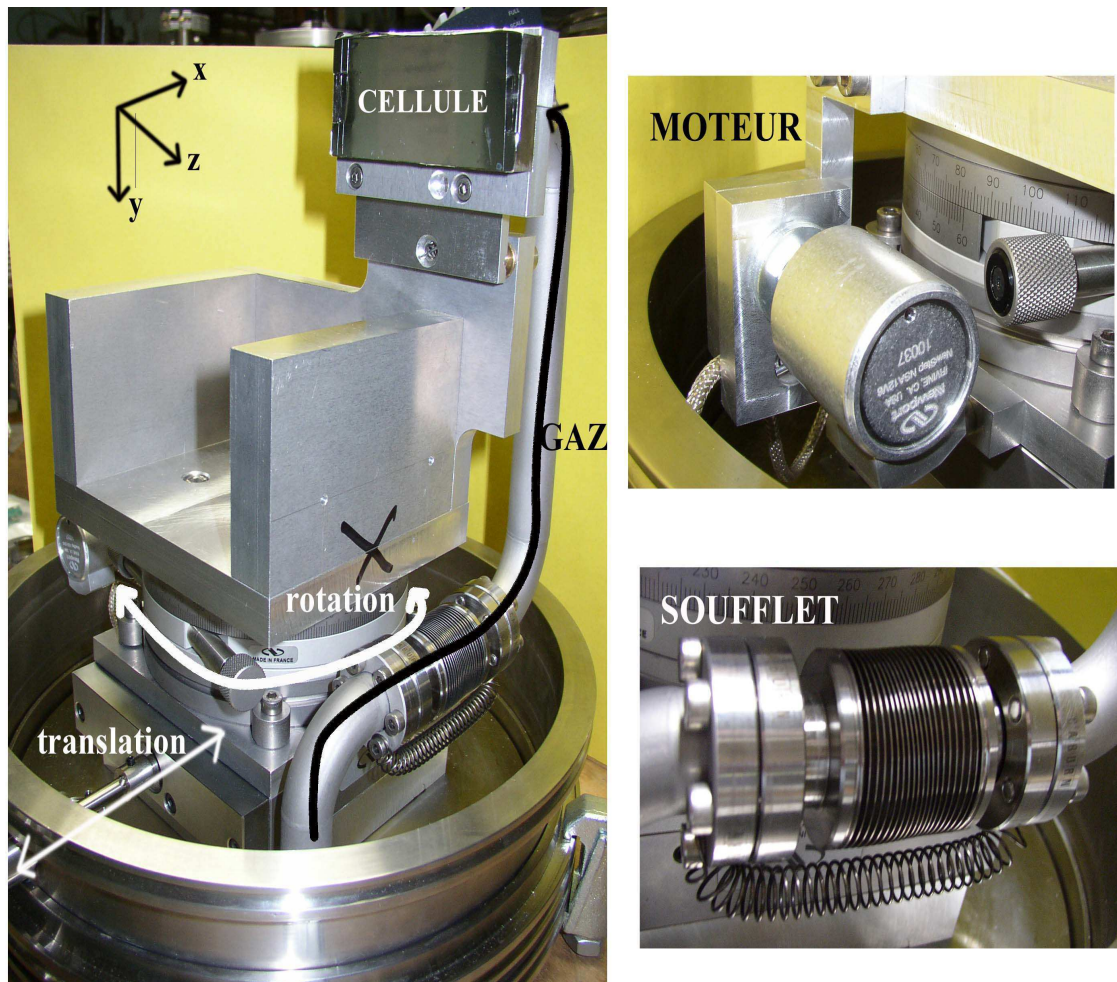


FIG. V.14 – Photos du dispositif portant la cellule de mesure d'indice de réfraction. La cellule est suspendue par ce support sur un flasque DN250 KF. Ce support permet des mouvements de translation et de rotation de la cellule. Une conduite réalisée en tuyau ultravide CF 16 amène le gaz de l'extérieur de la chambre à vide jusqu'à l'arrière de la cellule.

pour des atomes de vitesse $u = 1065$ m/s. Au niveau du centre de la cellule, cet écart est de l'ordre de $90 \mu\text{m}$.

L'arrivée du gaz dans la cellule se fait par une conduite en acier inoxydable UHV de diamètre 16 mm fixée par l'une de ses extrémités au flasque DN 250 et par l'autre extrémité à la cellule d'indice. Pour que les mouvements de translation et de rotation de la cellule n'entraînent pas de contraintes sur le tube de gaz, nous avons réalisé une portion de la conduite avec un soufflet métallique qui absorbe les déplacements. Ainsi le système demeure à la fois mobile et résistant.

Les figures V.14 représentent le support de la cellule. On peut voir en gros plan : le moteur pas à pas, le soufflet, la translation et le plateau tournant Microcontrôle. L'ensemble du système pèse approximativement 25 kg et doit être installé précautionneusement dans l'enceinte de l'interféromètre pour ne pas heurter le banc qui se trouve 2 mm plus bas, les réseaux du Mach Zehnder optique situés à 5 mm et le miroir de la deuxième onde stationnaire situé approximativement à 10 mm de la cellule de gaz.

V.9.2 Alignement

La procédure d'alignement de la cellule se déroule en deux étapes. La première est un réglage grossier se faisant sous air avec une précision de l'ordre de $50 \mu\text{rad}$. Le second réglage se fait sous vide et il est beaucoup plus précis grâce au moteur pas à pas.

Pour effectuer le premier réglage sous air, on applique la même procédure expérimentale que pour le réglage des miroirs des ondes stationnaires, réglage qui a été décrit au chapitre I. A l'aide d'une lunette autocollimatrice et d'un pentaprisme, on crée un faisceau parallèle à la surface du miroir M_2 . Ensuite, à partir de cet axe lumineux, on vise la surface du mylar au travers le hublot installé au dos de la cellule, puis on autocollimate le faisceau issu de la réflexion sur le mylar à l'aide du point-trait-plan mécanique supportant la cellule.

Le second réglage s'effectue sous vide. La figure V.15 montre l'évolution du signal de lithium au cours de ce réglage. On translate doucement la cellule suivant la direction x de sorte à la rapprocher de plus en plus du jet atomique et on observe sur le détecteur l'effet sur le signal du jet atomique (aucune des trois ondes stationnaires n'est présente). On voit alors apparaître une chute d'intensité liée à l'occultation du jet atomique par le mylar. Ensuite le signal réapparaît : le jet atomique passe à l'intérieur de la cellule. Enfin, une autre occultation apparaît : le jet est arrêté par la partie métallique de la cellule. Pour optimiser l'orientation du mylar par rapport au jet, on minimise la largeur de l'occultation liée à ce dernier. En tournant l'orientation du mylar, on diminue petit à petit la largeur de la zone d'ombre. Sur la figure V.15, les traits pointillés correspondent à la configuration de départ, le trait continu à l'orientation optimale du mylar. Le jet atomique présente un profil trapézoïdal de largeur à mi-hauteur d'environ $40 \mu\text{m}$. Puisque l'obstruction du mylar est totale cela signifie que la largeur effective du mylar est de plus de $40 \mu\text{m}$. Si on mesure la largeur de la perte d'intensité à mi-hauteur on trouve une valeur de $53 \mu\text{m}$. Il nous semble que cette valeur est une bonne estimation de la largeur effective du mylar, c'est à dire de l'ombre portée par le mylar sur le jet atomique. Cette ombre devrait être celle d'un objet de $6 \mu\text{m}$, mais il est très difficile de ne pas avoir de légères plissures aux deux bouts libres du mylar et il est donc plus réaliste d'espérer un objet de $20 \mu\text{m}$. Un tel objet n'atténuerait pas totalement le jet atomique et les ailes du jet passeraient de

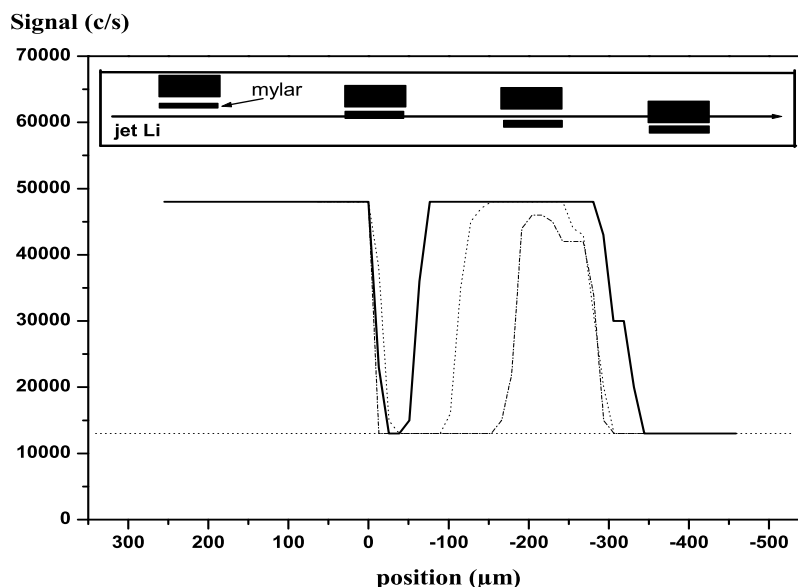


FIG. V.15 – Test de l’alignement du mylar de la cellule de mesure d’indice. On positionne la feuille de mylar à proximité du jet atomique. En translatant la cellule, le jet est successivement obstrué une première fois par le mylar et ensuite par le support. Pour rendre le mylar le plus parallèle possible au jet atomique, on effectue une rotation du support de sorte à minimiser l’ombre du mylar sur le jet atomique. Les traits pointillés et discontinus représentent les configurations intermédiaires et le trait plein l’alignement optimal. Le signal de fond (d’environ 13000 c/s) est représenté en traits pointillés. Le dessin en haut de la figure représente la position de la cellule par rapport au faisceau atomique.

part et d’autre pour une position optimisée. Malheureusement, du fait des limitations de planéité mécanique, nous pensons que la feuille de mylar n’est pas plane mais présente une surface gauche qui obstrue les ailes du jet atomique. Il se peut également que la feuille de mylar soit mal tendue. Néanmoins cette deuxième hypothèse est moins plausible puisque notre technique a déjà fait ses preuves sur la cellule de polarisabilité. Pour remédier à ce problème, j’ai fait réaliser une pièce en verre identique à la pièce en dural. Celle-ci devrait présenter une meilleure planéité de surface. Cette solution n’avait pas été retenue dans un premier temps du fait de la complexité d’usiner du verre (trou pour entrée de gaz...). Cette cellule va permettre de nouvelles mesures d’indice de réfraction qui devraient compléter celles réalisées au cours de ma thèse.

V.9.3 Positionnement

Un bon positionnement de la cellule d’indice entre les deux faisceaux atomiques de l’interféromètre est indispensable pour la mesure de l’indice. Pour cela, nous avons choisi d’optimiser cette position directement sur le signal interférentiel. La première étape du

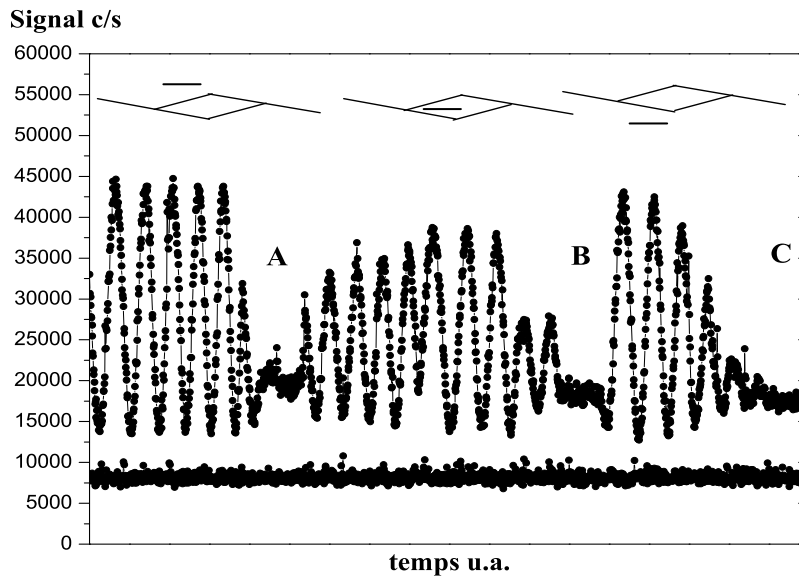


FIG. V.16 – Positionnement de la cellule entre les deux chemins atomiques de l'interféromètre. On déplace le miroir M_3 pour observer des franges d'interférences et on déplace lentement la cellule. Dans un premier temps, les deux faisceaux atomiques passent en dehors de la cellule, puis un des faisceaux atomique passe dans la cellule, enfin les deux faisceaux atomiques passent dans la cellule. Chaque fois que le septum occulte un des faisceaux atomiques, le signal devient sensiblement constant, correspondant à l'intensité transportée par l'autre faisceau. Les occultations repérées par les lettres A, B, C correspondent à l'occultation par le septum du premier faisceau atomique (A), puis du deuxième (B). Enfin, l'occultation C correspond à l'occultation du deuxième faisceau par le support de la cellule au niveau des fentes. En optimisant ce signal, on optimise la position du mylar entre les deux bras de l'interféromètre. Le petit schéma en haut de la figure montre la position du septum par rapport aux deux faisceaux atomiques.

positionnement est d'observer des franges d'interférences, les deux faisceaux atomiques ne traversant pas la cellule. Ensuite, tout en observant les franges, je translate la cellule doucement de sorte à voir apparaître dans un premier temps une perte totale de visibilité : un des bras de l'interféromètre est totalement occulté par le mylar. Ensuite, en continuant de translater dans le même sens, le septum passe entre les deux faisceaux atomiques de l'interféromètre de sorte que l'on voit réapparaître des franges d'interférences. Celles-ci sont légèrement moins intenses et contrastées que précédemment car le mylar occulte légèrement les ailes des faisceaux atomiques. C'est aux alentours de cette position que l'on optimise la position du septum en optimisant la visibilité des franges d'interférences. Si on continue à translater la cellule, on observe à nouveau une perte de visibilité suivie de franges de nouveau bien contrastées. Dans cette configuration, les deux faisceaux atomiques de

l'interféromètre sont à l'intérieur de la cellule. On retrouve les conditions expérimentales identiques à celles où les deux faisceaux atomiques sont en dehors de la cellule. Enfin, si on translate encore le support, on observe une chute de visibilité et de flux. Désormais le deuxième faisceau atomique est occulté par le support de la cellule. Cette procédure est illustrée par la figure V.16. De gauche à droite, sur cette figure, on translate lentement le septum qui traverse successivement les deux faisceaux atomiques. Trois zones se distinguent alors : la première où les deux chemins atomiques sont en dehors de la cellule ; la deuxième où les atomes passent de part et d'autre du septum ; la troisième où les deux chemins atomiques sont à l'intérieur de la cellule.

V.9.4 Effet du septum en fonction de la vitesse et de l'ordre de diffraction

Une fois que le mylar est bien positionné entre les deux chemins atomiques, nous avons observé les deux faisceaux issus de la diffraction de Bragg d'ordre 1 par la première onde stationnaire. En traduisant la fente de détection, nous pouvons enregistrer successivement l'intensité de ces deux faisceaux et constater si le mylar obstrue légèrement ou pas les jets atomiques. Pour la vitesse habituelle de travail égale à 1065 m/s, on peut constater sur la figure V.17, que le septum ne gêne qu'assez peu la propagation des deux faisceaux : le faisceau d'ordre 0 subit une réduction d'intensité d'environ 25% tandis que le faisceau d'ordre 1 subit une réduction d'intensité d'environ 5%. Pour cette vitesse, la séparation des faisceaux atomiques au centre de la cellule est de 90 μm .

En revanche, dès lors que l'on augmente la vitesse des atomes de lithium, on constate que les atténuations des deux faisceaux augmentent rapidement. Cela se comprend aisément. Pour des vitesses plus élevées, l'angle de Bragg est plus petit de sorte que la séparation entre les deux chemins est plus faible. La figure V.18 donne la séparation en microns entre les deux chemins atomiques en fonction de la vitesse des atomes incidents. D'autre part il ne faut pas oublier la divergence du jet atomique. Au niveau de la cellule, les faisceaux atomiques ont typiquement une largeur à mi-hauteur de 40 μm . Cette largeur diminue d'autant la séparation entre les deux jets atomiques. Tant que l'atténuation est faible, cela n'a pas d'incidence sur les mesures de phase hormis que cela diminue le flux d'atomes incidents et que cela affecte aussi un peu leur distribution en vitesse puisque les atomes arrêtés par le mylar sont préférentiellement ceux de l'aile haute vitesse de la distribution de vitesse des atomes. L'épaisseur effective du septum limite la vitesse moyenne du faisceau atomique utilisable autour de $u \simeq 1400$ m/s. Nous espérons réduire cette épaisseur effective par un meilleur montage et pouvoir travailler avec des vitesses plus élevées. Une autre solution serait d'utiliser la diffraction d'ordre 2 qui doublerait la séparation des faisceaux atomiques et relaxerait donc la contrainte sur l'épaisseur du septum. Cette méthode présente l'avantage d'éliminer la faible perte de flux liée à l'obstruction néanmoins, l'interféromètre d'ordre 2 étant plus sensible à toutes les imperfections, la visibilité intrinsèque des franges d'interférences est moindre. Pour des mesures de précision, l'important est la quantité $I_0 \mathcal{V}^2$ où I_0 est le flux moyen des franges atomiques et \mathcal{V}_0 la visibilité. En regagnant un peu en flux et en perdant en visibilité, la précision de mesure serait alors plus ou moins identique à celle obtenue avec l'ordre 1 de diffraction.

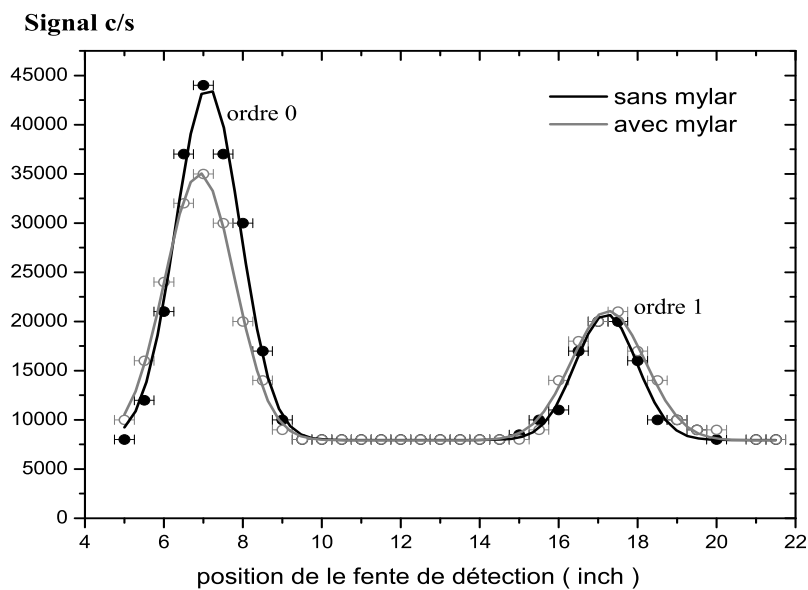


FIG. V.17 – Intensités des jets directs et diffractés en fonction de la position de la fente de détection ouverte à $50 \mu\text{m}$, en présence ou non de la cellule d'indice.

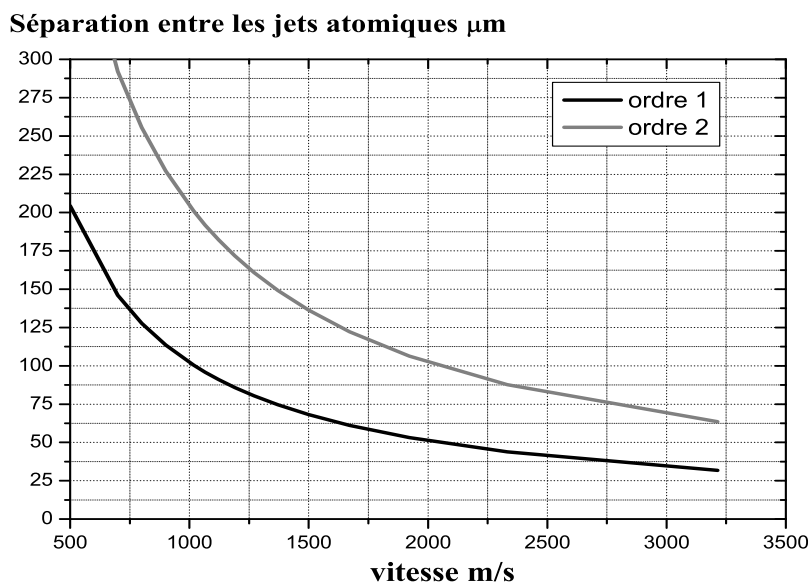


FIG. V.18 – Séparation en μm entre les deux chemins atomiques de l'interféromètre calculée au niveau du miroir M_2 en fonction de la vitesse des atomes incidents et de l'ordre de diffraction.

V.10 L'onde de matière de vitesse réglable

Afin de mettre en évidence les oscillations de gloire de $(n-1)$, il est nécessaire de faire varier la longueur d'onde incidente, donc la vitesse du jet de lithium. Je vais décrire dans un premier temps le dispositif expérimental permettant de changer le gaz porteur du jet supersonique et dans un deuxième temps je vais présenter les mesures de vitesses moyenne du jet atomique.

Pour un jet supersonique la vitesse longitudinale moyenne u est donnée par :

$$u = \sqrt{\frac{5k_B T_0}{m_p}} \quad (\text{V.54})$$

où T_0 est la température de la buse, k_B la constante de Boltzmann et m_p la masse moléculaire du gaz porteur. Dans le cas d'un mélange de gaz de masses moléculaires m_1 et m_2 , la masse moléculaire du gaz porteur est la masse moyenne du mélange. Pour une fraction molaire x du gaz 1, la masse moyenne vaut : $m_p = xm_1 + (1-x)m_2$. Nous avons, de cette manière, fait varier la vitesse moyenne du jet de lithium entre 700 m/s et 1450 m/s. La vitesse calculée de l'onde de matière de lithium est de 1055 m/s avec l'argon pur comme gaz porteur et une température de la buse de $T_0 = 1070$ Kelvins. Je ne tiens pas compte dans ce calcul des corrections de type "velocity slip", des corrections de masse et de la correction en $1/S_{||}^2$ qui sont détaillées dans les articles [140,141] car elles sont de l'ordre du pourcent et impossibles à calculer ici à cause de la complexité de l'expansion d'un mélange.

Si l'on souhaite augmenter la vitesse moyenne, il faut diminuer la masse moyenne du gaz porteur. Nous avons choisi pour cela des mélanges d'argon et d'hélium. En explorant différentes proportions de mélange, on accède à une plage de vitesse comprise entre 1065 m/s et 3000 m/s. Si l'on souhaite des vitesses inférieures à 1065 m/s, il faut augmenter la masse moyenne du gaz porteur. Pour cela, on utilise des mélanges d'argon et de krypton. On peut alors obtenir des vitesses comprises entre 700 m/s et 1065 m/s. La figure V.19 donne les valeurs théoriques de la vitesse moyenne des atomes de lithium en fonction du pourcentage d'argon pour des mélanges argon-hélium et argon-krypton.

V.10.1 Mélangeur de gaz

Nous réalisons les mélanges à partir des deux gaz purs que l'on introduit en proportion voulue dans un mélangeur. Il s'agit d'un récipient de contenance 8 L en acier inoxydable. Il est relié à une ligne de pompage primaire par une vanne et un piège à zéolithes de sorte à assurer un vide primaire propre avant le mélange. Une fois le vide effectué, on remplit ce récipient des deux gaz en proportion voulue jusqu'à une pression totale de 3 bar. Ces proportions sont contrôlées par un manomètre mécanique dont la précision assure la composition du mélange à quelques pourcents. Un détendeur de modèle DLRS permet de régler la pression d'utilisation entre 10 et 500 mbar. Le gaz est ensuite injecté dans le four via une cartouche filtrante éliminant les impuretés résiduelles. Nous avons prévu un by-pass pour pouvoir remplacer le mélange par de l'argon pur. En effet, quand le four est

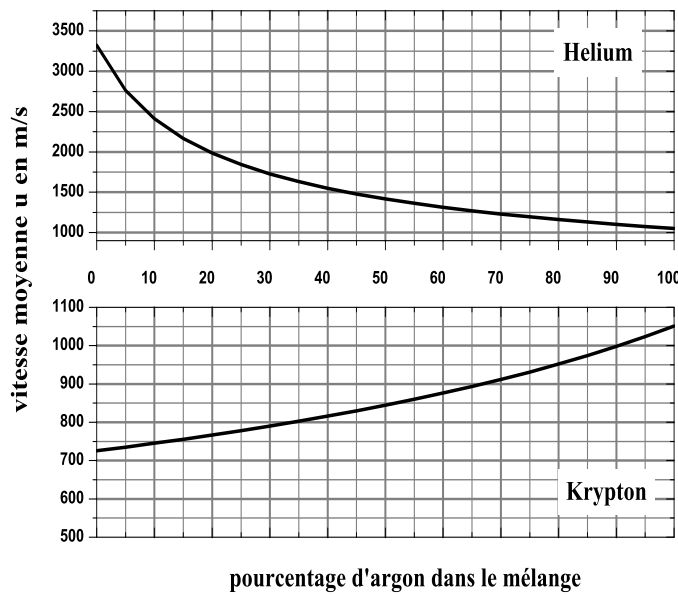


FIG. V.19 – Variation théorique de la vitesse moyenne des atomes de Li en fonction du pourcentage d'argon dans les mélanges. En haut un mélange argon-hélium, en bas un mélange argon-krypton. Dans tous les cas, la température de la buse est fixée à $T_0 = 1070$ K.

chaud, il ne faut pas couper le débit du gaz porteur car le lithium gazeux irait rapidement boucher la ligne de gaz dans ses parties non chauffées.

Nous pensons travailler à débit constant quel que soit le gaz porteur de sorte à connaître l'autonomie du mélangeur. En prenant comme référence l'argon pur sous une pression de P_0 , une température de T_0 et une buse de diamètre d , le débit d'argon est donné par :

$$Q = \frac{P_0}{k_B T} \sqrt{\frac{5k_B T_0}{3m_{Ar}}} \frac{\pi d^2}{4} \left(\frac{3}{4}\right)^2 \propto \frac{P_0}{T} \sqrt{\frac{T_0}{m_p}} \quad (\text{V.55})$$

Le débit à travers la buse variant en fonction de la composition du mélange, nous avons calculé les pressions à utiliser pour chaque mélange, et estimé l'autonomie du mélangeur à environ 6 heures. Cependant, nous avons constaté expérimentalement une variation notable du flux de lithium détecté lorsque l'on change la composition du mélange. Pour un mélange plus léger que l'argon, le flux d'atomes détectés augmente. Par contre, si le gaz porteur est plus lourd que l'argon, le flux est fortement réduit. On observe déjà ce type de comportement avec de l'argon pur en augmentant sa pression dans le four. Cette variation de flux provient probablement de collisions avec le gaz résiduel au voisinage de l'écorceur. Pour remédier au problème de perte de flux, on a donc été parfois obligé de diminuer un peu la pression de gaz porteur de sorte à diminuer le débit et ainsi diminuer le gaz résiduel

et par là le nombre de collisions. Ceci nous a permis de ne pas trop perdre de flux. Les pressions utilisées pour chaque mélange ainsi que le signal de lithium détecté sont notés dans la table V.2.

Par ailleurs, une autre conséquence du changement de pression est la variation de la largeur de la distribution longitudinale en vitesse. Le rapport de vitesse parallèle $S_{\parallel}(Li)$ décrivant la distribution de vitesse des atomes de lithium varie avec la densité N_p du gaz porteur : $S_{\parallel} \propto (N_p)^{0.545}$ (équation 27 de la référence [142]). Cette loi, établie dans le cas d'un gaz porteur pur, reste probablement vraie quand il s'agit d'un mélange de gaz monoatomique de composition constante. Par contre, prévoir la dépendance de $S_{\parallel}(Li)$ avec la composition du mélange formant le gaz porteur est un problème difficile.

V.10.2 Mesure de la vitesse moyenne des atomes incidents par diffraction atomique

L'autonomie du mélangeur étant limitée aux environs de 6 heures, on est obligé de renouveler assez fréquemment les mélanges, et il est difficile d'effectuer ces mélanges de manière reproductible. C'est pourquoi il est absolument nécessaire d'accompagner tout nouveau mélange d'une mesure de vitesse. Pour ce faire, on utilise la sélectivité en vitesse de la diffraction de Bragg. On utilise la deuxième onde stationnaire optimisée pour une configuration de diffraction maximale (miroir) et on enregistre le signal issu du faisceau non diffracté en fonction de l'angle entre l'onde stationnaire et le jet atomique. Lorsque la vitesse des atomes satisfait la condition de Bragg, les atomes sont diffractés et apparaissent en perte sur le faisceau direct. La distance entre les pics de diffraction 1 et -1 donne la vitesse moyenne des atomes de manière assez précise et une information sur la largeur de la distribution en vitesse. La figure V.20 représente les pertes du faisceau direct lorsqu'on balaye l'angle de Bragg pour trois compositions du gaz porteur. Comme je l'ai souligné au paragraphe précédent, le flux incident change en fonction du mélange. C'est pourquoi, j'ai normalisé ces courbes en attribuant un flux de 1 pour le signal maximal observé et un flux nul pour le maximum de pertes. Sur la figure V.20, il apparaît clairement que plus la vitesse augmente plus l'angle de Bragg diminue et donc plus les deux pics correspondant à la diffraction d'ordre 1 et -1 sont rapprochés. Les vitesses mesurées ainsi, pour une température de la buse $T_0 = 1075$ K, sont 1055 m/s (100% Ar), 1440 m/s (50% He- 50% Ar) et 1900 m/s (80% He- 20% Ar). Les valeurs données par l'équation V.54 sont 1053 m/s (100% Ar), 1414 m/s (50% He- 50% Ar) et 1990 m/s (80% He- 20% Ar). L'écart entre les valeurs expérimentales et théoriques peut s'expliquer soit par les erreurs sur la composition du mélange, soit par le fait que notre analyse n'est pas assez raffinée. En particulier la probabilité de diffraction croît avec le temps d'interaction (tant que la phase de Rabi ne dépasse pas π) et ceci biaise un peu la distribution de vitesse vers les basses vitesses, ce qui n'est pas négligeable si la distribution de vitesse est assez large.

Typiquement la précision de mesure de la vitesse par cette méthode est de 1%. Néanmoins il arrive que la vitesse varie de l'ordre de 2% entre le début et la fin d'une acquisition. Nous pensons que le mélange est rapidement homogène lorsqu'on le fabrique, mais il faut compter entre 15 et 30 minutes pour que le four et les lignes de gaz se vident du mélange précédent

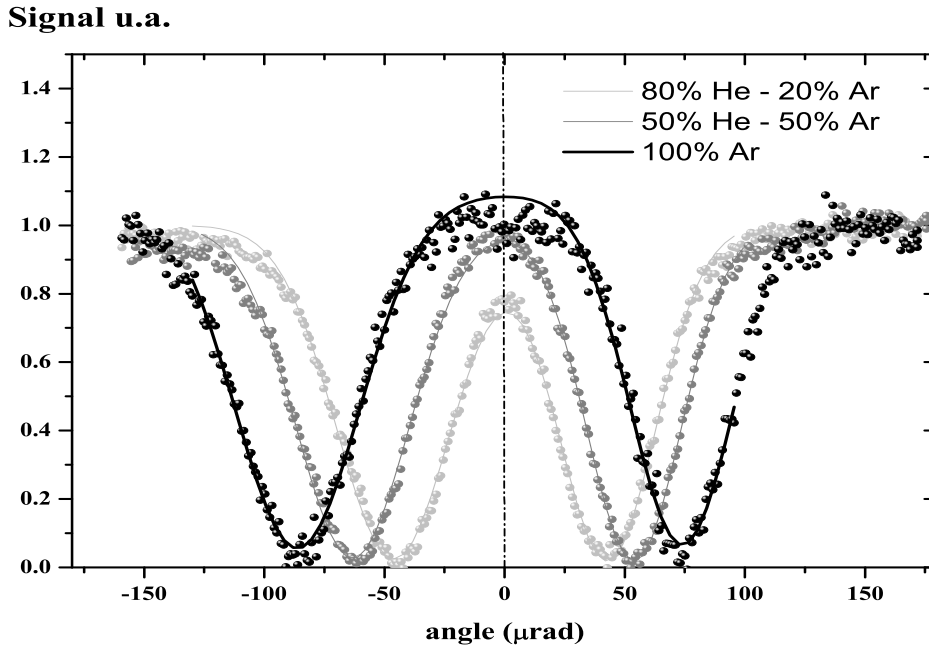


FIG. V.20 – Intensité dans l'ordre 0 en fonction de l'orientation du miroir M_2 par rapport au jet atomique. Il apparaît une perte de signal, dès que, pour une vitesse donnée, l'atome satisfait à la condition de Bragg donnée par l'équation II.30. La distance entre les deux pics nous donne la vitesse moyenne u des atomes. Nous avons réalisé trois enregistrements correspondant à trois mélanges, pour une température de la buse de 1075 K. En réalisant un ajustement de forme Gaussienne des deux pics de diffraction, on mesure des vitesses égales à 1055 m/s (100% Ar), 1440 m/s (50% He-50% Ar) et 1900 m/s (80% He-20% Ar).

et que l'écoulement supersonique prenne entièrement les propriétés du nouveau mélange. Expérimentalement, après l'introduction d'un nouveau mélange dans le four, on attend 20 minutes la stabilisation des pressions du vide primaire et secondaire dans l'enceinte contenant la source du jet avant de réaliser une première mesure de vitesse, mesure que l'on réitère à la fin d'un cycle d'acquisition. Ainsi, on considère que la vitesse du jet atomique est la valeur moyenne de ces deux vitesses avec comme barre d'erreur l'écart entre ces deux valeurs, ou 1% si cet écart est inférieur à 1%.

Cette méthode permet d'estimer grossièrement la dispersion en vitesse du jet atomique incident. En ajustant les profils de diffraction obtenus par une fonction de forme Gaussienne, nous avons accès à la dispersion en vitesse transmise par la deuxième onde stationnaire. Cette mesure dépend de la largeur de la distribution en vitesse initiale du jet atomique mais aussi de la sélectivité de la diffraction de Bragg. Expérimentalement, nous n'observons qu'une convolution de ces deux distributions. Les valeurs du rapport de vitesse $S_{||}$ ainsi mesurées sont répertoriées dans le tableau V.2. On constate que pour des mélanges

Mélange	80%Kr	50%Kr	100% Ar	20% He	40% He	~ 40% He
T_0 (K)	1175	1175	1135	1175	1135	1135
Vitesses exp. (m/s)	820 ± 20	910 ± 10	1075 ± 10	1255 ± 10	1350 ± 20	1440 ± 10
Vitesses th. (m/s)	805	884	1080	1216	1355	1355
$P_{\text{gaz porteur}}$ (mbar)	390	260	195	130	143	143
I (c/s)	10300	17350	62500	68000	44000	36500
S_{\parallel} diff.	5.8	6.5	6	4.56	4.2	4.2
λ_{dB} (pm)	68	62	57	40	38	35

TAB. V.2 – Tableau récapitulatif des vitesses de l'onde atomique en fonction du mélange du gaz porteur. Pour chaque mélange, je donne la fraction molaire x en % du gaz qui est toujours mélangé avec la fraction molaire $(1 - x)$ en % d'argon. Les vitesses sont mesurées en utilisant la diffraction atomique sur le deuxième réseau. Les vitesses théoriques sont calculées en fonction du mélange et de la température T_0 de la buse par l'équation V.54. Pour chaque expérience, je donne la pression de gaz porteur $P_{\text{gaz porteur}}$, le flux de lithium I détecté auquel le signal de fond a été soustrait et le rapport de vitesse parallèle S_{\parallel} diff. mesuré par diffraction. Enfin, la longueur de de Broglie est donnée à titre indicatif.

constitués avec de l'hélium, la distribution en vitesse mesurée est plus large. Ce résultat n'est pas étonnant car la section efficace de collision hélium-hélium est beaucoup plus petite que celle pour les collisions argon-argon, et un jet d'hélium avec les mêmes conditions de source a un rapport de vitesse parallèle plus faible qu'un jet d'argon. De plus, l'effet de refroidissement anormal observé avec le lithium dans l'argon disparaît quand le lithium estensemencé dans l'hélium.

D'autre part, ces mélanges correspondent à des vitesses moyennes u plus élevées qui fait que le temps d'interaction des atomes avec l'onde stationnaire est plus petit, à waist constant. Ainsi la diffraction de Bragg pour des jets rapides est moins sélective en vitesse que pour des jets plus lents. Il est donc difficile de mesurer précisément la valeur du rapport de vitesse parallèle de la source par cette technique.

V.11 Procédure expérimentale d'acquisition des données

Au cours des mois de mai et juin 2006 nous avons mesuré l'indice de réfraction de l'argon, du krypton et du xénon pour quatre longueurs d'onde de lithium différentes. Pour ces mesures, la procédure expérimentale est identique.

Réglages des ondes stationnaires

On commence par régler, les angles de Bragg des trois ondes stationnaires. En effet, un changement de vitesse des atomes incidents induit un changement de longueur d'onde et change donc la condition de diffraction de Bragg donnée par l'équation II.30. Une fois l'angle optimisé, il s'agit d'ajuster l'efficacité de diffraction. En effet, le temps d'interaction τ des atomes avec l'onde stationnaire dépend de la vitesse incidente. Nous avons choisi de ne pas toucher au grossissement du télescope qui reste fixe et égal à 5. Ainsi, le waist

est constant et nous avons alors réglé le paramètre q de sorte à optimiser l'efficacité de diffraction. Pour ce faire, on choisit de ne pas toucher à la répartition des puissances et de changer l'écart à la fréquence de résonance δ_L , notre critère restant l'optimisation du miroir à atomes. Typiquement pour des vitesses plus élevées, le temps d'interaction diminue. A $q\tau$ fixé, il faut augmenter le paramètre q et donc rapprocher la fréquence du laser de la résonance atomique. Au contraire pour les vitesses plus faibles, il faut éloigner la fréquence laser de la résonance. Le tableau V.3 présente les paramètres expérimentaux de diffraction pour plusieurs vitesses de l'onde atomique. On constate que les valeurs de $q\tau$ sont assez proches de la valeur théorique optimum pour un miroir, $q\tau = \pi/2 \simeq 1.57$.

Vitesse (m/s)	900	1075	1255	1350	1440
$P_L(M_2)$ mW	150	135	140	160	150
$w_0(a.t.)$ mm	1.26	1.24	1.29	1.4	1.26
δ_L GHz	5.6	4	3.9	4.3	4
q	0.66	0.82	0.81	0.85	0.90
τ	3.4	2.85	2.44	2.56	2.16
$q\tau$	2.27	2.35	1.97	2.17	1.93

TAB. V.3 – Paramètres de diffraction suivant la vitesse du jet de lithium. L'écart à résonance calculé à partir de l'équation II.66, le waist(a.t) est mesuré avant le télescope et le calcul des paramètres q et τ sont calculés avec $w_0 = 5 \times w_0(a.t.)$ selon les équations II.70 et II.71.

Première mesure de vitesse

Une fois la diffraction optimisée, on réalise une première mesure de vitesse comme expliqué précédemment.

Optimisation des signaux d'interférences

Ensuite, on optimise le signal d'interférences. Pour cela, on ajuste tout d'abord la position de la fente de détection de sorte à optimiser la visibilité et le flux moyen des franges. On retouche légèrement aux angles de Bragg et à l'écart à résonance. Enfin on ajuste le parallélisme des réseaux.

Positionnement de la cellule

L'étape suivante est le positionnement de la cellule de gaz sur un des faisceaux atomiques de l'interféromètre. On procède comme expliqué au paragraphe V.9.3 : on translate la cellule jusqu'à ce que le mylar soit placé entre les deux chemins atomiques. On optimise ensuite la position et l'orientation du mylar.

Acquisition des données

Dès lors, tout est prêt pour procéder à l'acquisition des données proprement dites. Pour une vitesse de l'onde atomique de lithium incidente, on peut réaliser les mesures pour plusieurs gaz cibles. Une acquisition pour un gaz cible se déroule de la manière suivante. On commence par introduire la pression voulue de gaz dans la cellule à l'aide de la vanne de fuite (vanne N°3 sur la figure V.9). Ensuite on ferme l'arrivée de gaz (vanne N°2), on ouvre la vanne N°4 sans toucher au réglage de la vanne de fuite.

On démarre alors le programme d'acquisition qui applique trois rampes de tension successives sur la cale piezo-électrique de translation du miroir M_3 . Une rampe en tension correspondant au balayage de trois (nombre laissé au choix de l'expérimentateur) franges d'interférences. Pendant la première rampe, la cellule est vide et ce balayage constitue une première référence de phase. Ensuite, pendant que la tension de la cale revient à sa position initiale en environ 30 secondes (délai long choisi pour éviter tout mouvement brusque qui pourrait introduire un saut de phase), on ouvre la vanne $N^{\circ}2$, et on ferme la vanne $N^{\circ}4$: le gaz s'introduit dans la cellule. Ainsi, quand la deuxième rampe en tension commence, l'équilibre dans la cellule est établi. On enregistre trois franges d'interférences, déphasées et atténuées par la présence du gaz sur l'un des trajets atomiques. A la fin de cette rampe, on ferme l'arrivée de gaz et on ouvre la vanne $N^{\circ}4$: la cellule se vide presque instantanément dans l'enceinte de l'interféromètre. On enregistre alors à nouveau trois franges en l'absence de gaz pour avoir une seconde référence de phase. Ainsi, on a accès à la dérive éventuelle de la phase entre le début et la fin de l'acquisition. Les enregistrements correspondants à une telle mesure sont représentés sur la figure V.21 où la première courbe représente le signal interférentiel, la seconde les variations de pression du gaz à l'intérieur de la cellule et enfin la troisième les trois rampes de tension appliquées sur la cale piézo-électrique. L'axe des abscisses représente le temps, identique pour les trois courbes. Le temps d'acquisition global est de 16 min et 20 s. Une rampe dure 300 s et le temps de descente de la tension sur la cale est de 30 secondes. Le temps d'acquisition d'un point est de 0.3 s et le temps entre l'acquisition de deux points est de 0.7 s. Il permet l'enregistrement de plusieurs autres données expérimentales. En parallèle, lors de cette acquisition, on enregistre le signal issu du Mach Zehnder optique qui mesure $(x_1 + x_3 - 2x_2)$ pendant le déplacement du miroir M_3 . Ce signal optique nous servira alors de référence pour les mesures de phase. Cette procédure d'acquisition concerne une vitesse u , un gaz cible à une pression donnée. On réitère cette procédure pour plusieurs pressions du gaz cible.

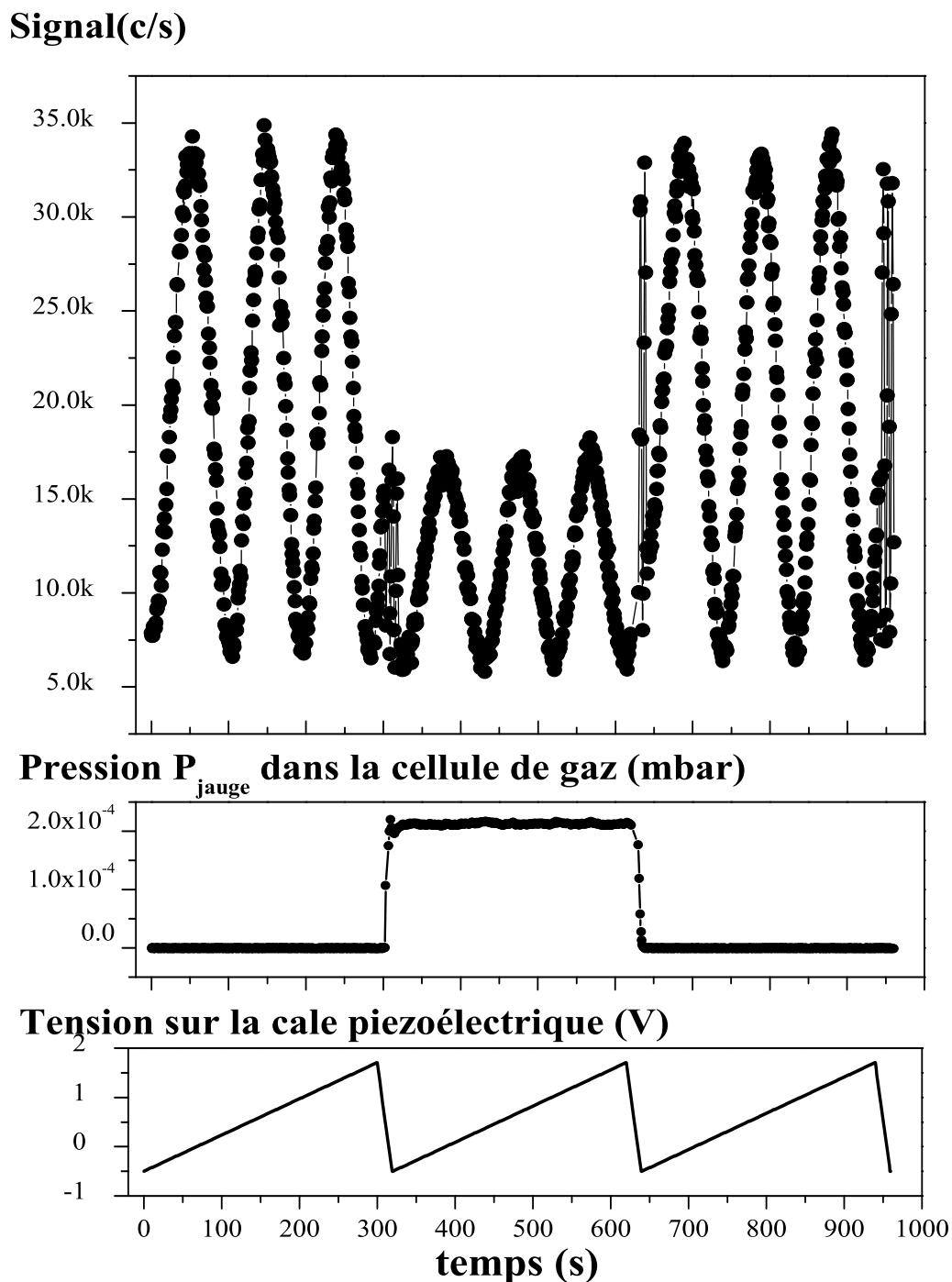


FIG. V.21 – Acquisition des signaux d’interférences pour une vitesse de l’onde atomique $u = (1075 \pm 10)$ m/s, et du xénon à une pression $P_{\text{jauge}} = 2.13 \times 10^{-4}$ mbar. La courbe du haut représente le signal d’interférences obtenu en balayant la position du miroir M_3 trois fois de manière identique. La tension appliquée sur la cale piézo électrique est représentée en bas. Durant la première et la troisième rampe en tension la cellule est vide. Pendant la seconde rampe, la cellule contient le gaz. Les étapes intermédiaires servent à remplir et vider la cellule. La pression à l’intérieur de la cellule est représentée sur la courbe 2. Le temps d’acquisition est de 0.3 s par point. La durée d’une rampe montante est de 300 s, celle d’une rampe descendante est de 30 s.

V.12 Résultats expérimentaux

Pour pouvoir mesurer les parties réelle et imaginaire de l'indice de réfraction, nous avons besoin de mesurer la phase, l'intensité moyenne et la visibilité des franges d'interférences en présence et en l'absence de gaz dans la cellule. Nous avons réalisé ces enregistrements pour des vitesses moyennes u du jet de lithium allant de 900 m/s à 1400 m/s. Pour chaque vitesse, nous avons alors enregistré les signaux correspondant à l'introduction d'argon, de krypton et de xénon dans la cellule. Enfin pour chaque gaz on procède à des enregistrements pour 5 à 8 valeurs différentes de pression dans la cellule.

V.12.1 Analyse des données expérimentales

Pour déterminer la phase, l'intensité moyenne et la visibilité des franges enregistrées, on ajuste chaque système de franges par la fonction suivante :

$$I_i(n) = I_{0i}[1 + \mathcal{V}_i \cos(\varphi_i(n))] + I_B \quad (\text{V.56})$$

$$\varphi_i(n) = a_i + b_i(n - n_{0i}) + c_i(n - n_{0i})^2 \quad (\text{V.57})$$

où l'indice i , ($i = 1..3$) numérote la rampe en tension et I_B le signal de fond du détecteur. Pour chaque rampe, un signal enregistré présente une intensité moyenne I_{0i} , une visibilité \mathcal{V}_i et une phase φ_i calculée à partir des paramètres a_i , b_i et c_i et n_{0i} . Les paramètres a_i , b_i et c_i modélisent le balayage en position de la cale piézo-électrique et n_{0i} le numéro de canal pris pour origine pour la rampe i . n_{0i} est déduit pour chaque rampe à partir d'une tension de référence (identique pour les trois rampes) du signal issu du Mach Zehnder optique.

La figure V.22 montre un exemple de signaux d'interférences obtenus pour une vitesse des atomes de lithium de 1075 ± 20 m/s avec du xénon à l'intérieur de la cellule pour des pressions de gaz $P_{jauge} = 0.88 \times 10^{-4}$ mbar, 2.13×10^{-4} mbar et 4.36×10^{-4} mbar. On voit qu'au fur et à mesure que la densité de gaz augmente à l'intérieur de la cellule, le signal d'interférences est de plus en plus atténué. D'autre part, on voit apparaître un déphasage qui augmente avec la densité de gaz dans la cellule. Ces déphasages valent respectivement 260 ± 24 mrad, 707 ± 55 mrad et 1243 ± 117 mrad.

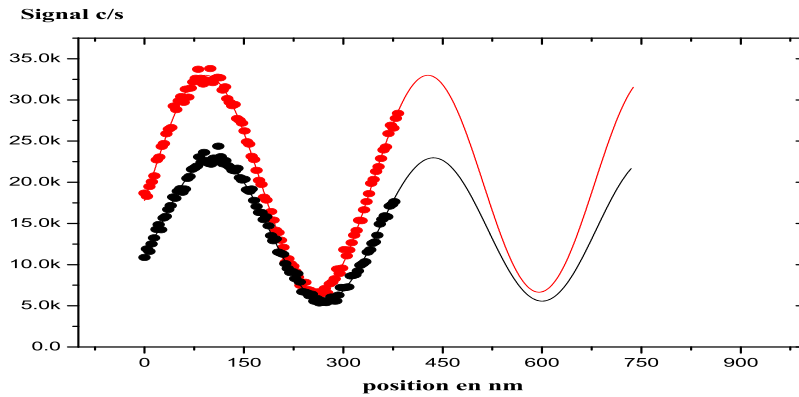
Mesure de l'atténuation :

La mesure de l'atténuation de l'onde traversant la cellule de gaz est directement donnée par la mesure de la visibilité et de l'intensité moyenne des franges avec et sans gaz dans la cellule. Pour corriger la dérive éventuelle durant l'enregistrement, on considère l'intensité I_0 et la visibilité \mathcal{V} des franges en l'absence de gaz comme la valeur moyenne des mesures faites avant ($i = 1$) et après ($i = 3$) la mesure avec le gaz dans la cellule ($i = 2$).

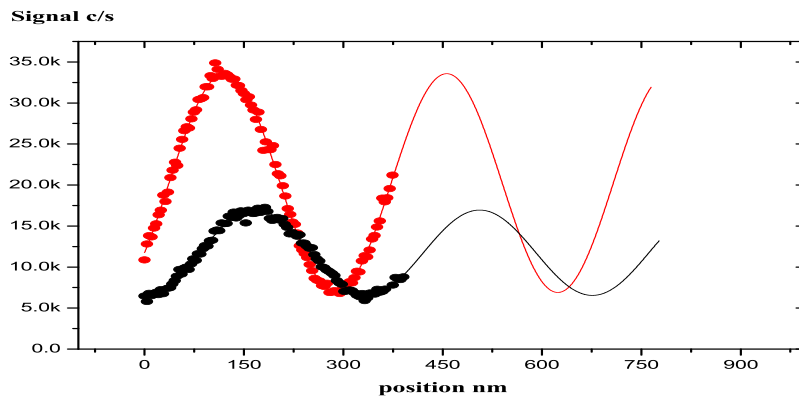
$$I_0 = \frac{I_{01} + I_{03}}{2} \quad (\text{V.58})$$

$$\mathcal{V} = \frac{\mathcal{V}_1 + \mathcal{V}_3}{2} \quad (\text{V.59})$$

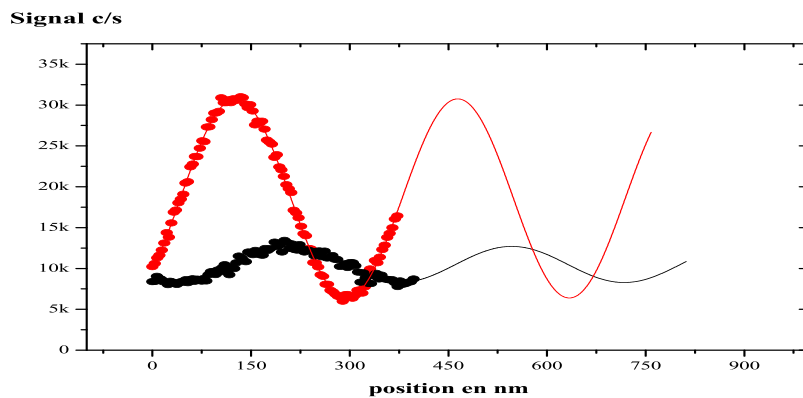
L'atténuation t_{gaz} s'obtient à partir des mesures d'intensité et de visibilité en l'absence et en présence de gaz :



a)



b)



c)

FIG. V.22 – Signaux d'interférences obtenus avec et sans xénon dans la cellule, pour des pressions $P_{jauge} = 0.88 \times 10^{-4}$ mbar (courbe a)), 2.13×10^{-4} mbar (courbe b)), et 4.36×10^{-4} mbar (courbe c)). Plus la pression augmente, plus l'atténuation et le déphasage augmentent. La vitesse moyenne de l'onde atomique est de 1075 ± 20 m/s. On voit clairement que plus la densité de gaz augmente, plus le déphasage augmente : 260 ± 24 mrad, 707 ± 55 mrad, 1243 ± 117 mrad et plus l'atténuation est importante.

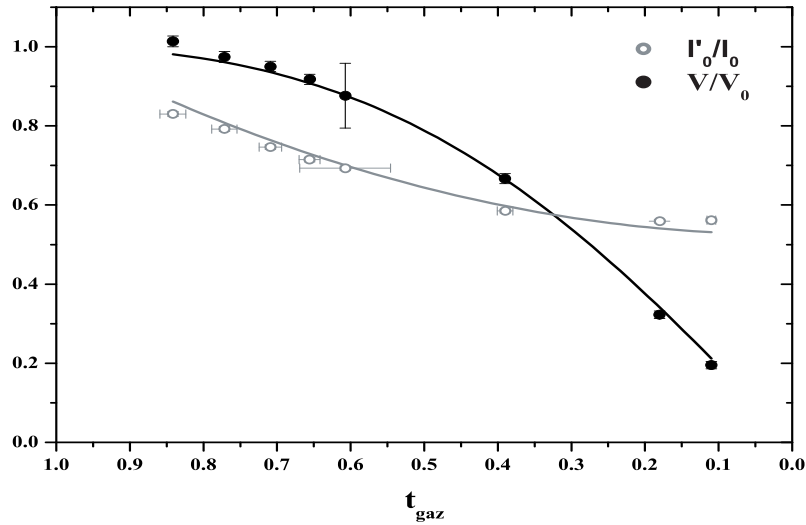


FIG. V.23 – Courbes expérimentales concernant l'évolution de la visibilité réduite \mathcal{V}'/\mathcal{V} et l'intensité réduite I'_0/I_0 en fonction de la valeur de t_{gaz} . Les points représentent les données expérimentales et les courbes en traits pleins sont les ajustements théoriques effectués en fonction des équations V.2.

$$t_{gaz} = \frac{I_{02}\mathcal{V}_2}{I_0\mathcal{V}} \quad (\text{V.60})$$

La figure V.23, montre les pertes de visibilité et d'intensité moyenne liées à l'introduction de gaz. L'allure de ces courbes est à comparer aux courbes théoriques de la figure V.2. On observe le même comportement, avec une diminution lente de l'intensité moyenne et une chute plus importante de la visibilité en $1/t_{gaz}$. Les points expérimentaux sont ajustés et le meilleur ajustement est obtenu avec une valeur $\beta = 1.01 \pm 0.02$, ce qui montre que les deux faisceaux atomiques ont pratiquement la même intensité. On pourrait craindre que ce ne soit pas le cas à cause des défauts du septum. L'erreur de mesure de $\ln(t_{gaz})$ est tirée des erreurs d'ajustement des quantités I_0 , V , I_{02} et \mathcal{V}_2 par :

$$\delta[\ln(t_{gaz})] = \frac{\delta I_0}{I_0} + \frac{\delta \mathcal{V}}{\mathcal{V}} + \frac{\delta I_{02}}{I_{02}} + \frac{\delta \mathcal{V}_2}{\mathcal{V}_2} \quad (\text{V.61})$$

Extraction du déphasage :

On a pris pour repère le signal issu du Mach Zehnder optique. La figure V.24 illustre la méthode utilisée pour déterminer l'origine des phases. Pour chaque ensemble de données correspondant à un gaz et un mélange, on choisit une tension de référence du signal optique issu du Mach Zehnder optique. Cette tension détermine le numéro de canal n_{0i} pour chaque

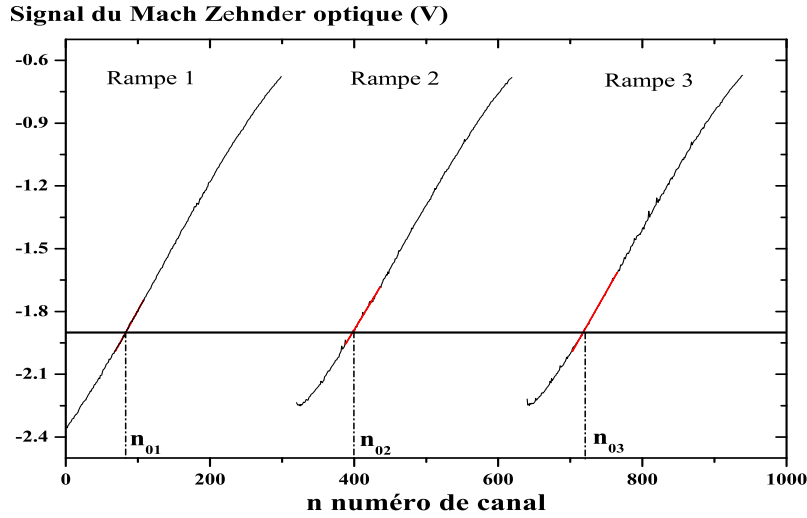


FIG. V.24 – Signaux issus du Mach Zehnder optique en fonction du numéro de canal enregistrés pendant l’acquisition de signaux d’interférences. Pour définir la même origine des phases pour les trois rampes, on fixe une valeur de la tension du signal optique, ici -1.9 V et on en déduit le numéro de canal n_{0i} , pour chaque rampe i .

rampe, pris par la suite pour origine. Ensuite, on ajuste les données expérimentales à partir de l’expression V.56. La phase de chaque système de frange est alors donnée par a_i .

Comme la phase zéro en l’absence de gaz dérive en moyenne de 70 mrad entre les rampes $i = 1$ et $i = 3$, on choisit comme phase zéro la phase moyenne entre les phases de la rampe 1 et 3. Le déphasage s’obtient alors par :

$$\varphi_{gaz} = \varphi_2 - \frac{\varphi_1 + \varphi_3}{2} \quad (\text{V.62})$$

Le numéro de canal est une échelle discrétisée. Pour rendre l’origine des phases plus précise, je réalise un ajustement linéaire du signal optique autour du point n_{0i} . L’erreur entre cette mesure et la valeur de n_{0i} est alors comptabilisée dans l’erreur de mesure de phase par le terme $n - n_{0i}$. Ainsi, l’erreur de mesure de φ_i est liée, aux erreurs d’ajustement des paramètres a_i , b_i , c_i , et à l’erreur commise sur n_{0i} :

$$\delta \varphi_i = \delta a_i + \delta b_i \times (n - n_{0i}) + \delta c_i \times (n - n_{0i})^2 \quad (\text{V.63})$$

L’erreur d’ajustement du paramètre a_i est de l’ordre de 10 mrad pour les signaux d’interférences de visibilité élevée et atteint 50 mrad dans le cas de visibilité moindre lorsque l’atténuation devient importante. Les erreurs d’ajustements des autres paramètres sont elles très faibles.

L’erreur de mesure de la phase φ_{gaz} est alors calculée de la manière suivante :

$$\delta \varphi_{gaz} = \left(\left(\frac{\delta \varphi_1 + \delta \varphi_3}{2} \right)^2 + (\delta \varphi_2)^2 \right)^{1/2} \quad (\text{V.64})$$

V.12.2 Mesures des parties réelle et imaginaire de l'indice de réfraction

A partir des mesures de déphasage, de visibilité et de flux moyen, nous pouvons extraire la partie réelle et imaginaire de l'indice selon les équations :

$$Re(n - 1) = \frac{\varphi_{gaz}}{k_{dB}L_{int}} \quad (V.65)$$

$$Im(n - 1) = \frac{1}{k_{dB}L_{int}} \ln(t_{gaz}) \quad (V.66)$$

La figure V.25 représente, pour une vitesse moyenne $u = 1075 \pm 20$ m/s, les points expérimentaux concernant les mesures de déphasage φ_{gaz} et d'atténuation $\ln(t_{gaz})$ en fonction de la pression de gaz dans la cellule, pour l'argon, le krypton et le xénon. Cette figure prouve que l'indice a bien une dépendance linéaire avec la densité N du gaz $n - 1 \propto N$. Cette vérification faite, il est commode de synthétiser nos mesures en donnant la pente de $Re(n - 1)$ et $Im(n - 1)$ en fonction de la densité du gaz N . Ces résultats sont regroupés dans la table V.4 pour la vitesse $u = 1075 \pm 20$ m/s et les trois gaz cibles étudiés ici.

Nous avons tenu compte des erreurs de mesures sur le déphasage φ_{gaz} et sur l'atténuation $\ln(t_{gaz})$ en réalisant un ajustement pondéré par ces erreurs. Les erreurs de mesure de vitesse et de longueur d'interaction se rajoutent alors quadratiquement à l'erreur de mesure de la pente. Dans les ajustements, nous avons imposé à $Re(n - 1)$ et à $Im(n - 1)$ d'être nuls pour une pression de gaz nulle dans la cellule, puisque nos mesures sont des mesures différentielles.

On constate que pour les trois gaz étudiés ici, l'indice de réfraction par les ondes de lithium est assez voisin et que l'on a $Re(n - 1)$ et $Im(n - 1)$ voisin de $10^{-29}N$, N étant la densité atomique exprimée en atomes par mètre cube. La table V.4 répertorie les déphasages observés par millibars de pression de gaz d'argon, de krypton et de xénon, mais aussi les parties réelles et imaginaires de l'indice associées exprimées par unité de densité.

Gaz	Ar	Kr	Xe
φ_{gaz} (rad)/ P (mbar)	2304 ± 200	3004 ± 164	3470 ± 119
$\ln(t_{gaz})/P$ (mbar)	4074 ± 75	3791 ± 91	4601 ± 61
$10^{29} \times Re[(n - 1)]/N$	1.20 ± 0.11	1.57 ± 0.10	1.82 ± 0.07
$10^{29} \times Im[(n - 1)]/N$	2.11 ± 0.06	1.99 ± 0.07	2.40 ± 0.07
ρ	0.56 ± 0.05	0.78 ± 0.04	0.70 ± 0.03

TAB. V.4 – Valeurs expérimentales de l'indice de réfraction en fonction du gaz pour une onde de lithium de vitesse moyenne $u = 1075 \pm 20$ m/s. Les données relatives à la phase sont exprimées en radian par millibars, celles relatives à l'atténuation sont exprimées par millibars. Les données relatives à l'indice sont données par unité de densité N .

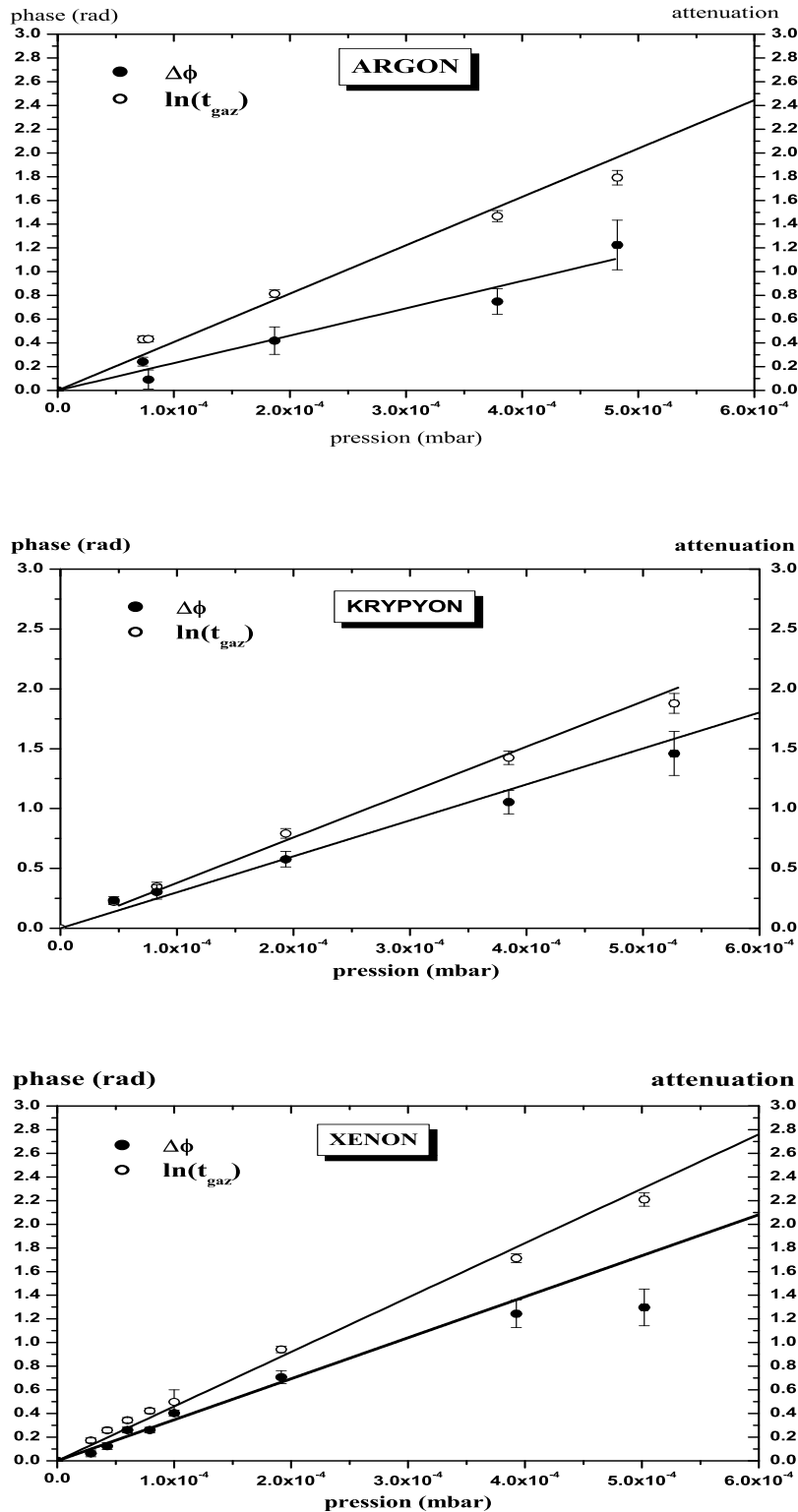


FIG. V.25 – Mesure de la phase et de l’atténuation des signaux d’interférences en présence d’argon, de krypton et de xénon pour un jet de lithium de vitesse $u = 1075 \pm 20$ m/s. Ces grandeurs sont représentées en fonction de la pression de gaz dans la cellule et on a réalisé un ajustement linéaire de ces données pour en extraire la partie réelle et imaginaire de $(n - 1)$ en fonction de la densité : $N = P_{\text{cell}}/(k_B T)$ avec $T = 300$ K.

Sections efficaces (10^{-20} m ²)			
vitesse	Ar	Kr	Xe
820 ± 20 m/s	-	-	661 ± 40
910 ± 10 m/s	429 ± 13	-	582 ± 26
1075 ± 10 m/s	507 ± 12	472 ± 13	572 ± 12
1255 ± 10 m/s	444 ± 13	419 ± 8	563 ± 13
1350 ± 20 m/s	467 ± 15	436.6 ± 12	-
1440 ± 10 m/s	-	-	495 ± 12

TAB. V.5 – Sections efficaces totales de collision lithium-gaz rare mesurées pour différents gaz et différentes vitesses du jet de lithium.

V.12.3 Section efficace

L'atténuation de l'onde incidente s'exprime en fonction de la section efficace totale de collision entre les particules incidentes et les particules cibles :

$$\frac{I_i}{I_t} = e^{-\sigma N L_{int}} \quad (\text{V.67})$$

ce qui signifie que la partie imaginaire de l'indice de réfraction est une mesure directe de la section efficace totale de collision lithium-gaz rares. Ces mesures peuvent ainsi être comparées aux mesures disponibles de sections efficaces, alors que, au contraire, la partie réelle de $(n - 1)$, qui n'est accessible qu'à des mesures par interférométrie atomique, n'a jamais été mesurée avant ce travail. La table V.5 résume l'ensemble de nos mesures et la figure V.26 compare nos points expérimentaux aux mesures de L. Wharton [272] qui semblent être les plus précises. Pour être très précis, nous avons mesuré les points figurant sur la figure V.27 et, pour une vitesse donnée, nous avons pris la valeur moyenne des points représentés sur la courbe et comme barre d'erreur associée à ce point l'écart entre les valeurs extrêmes. Les mesures de L. Wharton sont effectuées avec un jet atomique sélectionné en vitesse avec une largeur relative $\Delta v_{\text{FWHM}}/v = 4\%$. Par comparaison, le rapport de vitesse parallèle de notre jet est voisin de $S_{\parallel}(Li) = 5 - 6$ suivant les expériences, ce qui correspond à $\Delta v_{\text{FWHM}}/v = 33\%$ si $S_{\parallel}(Li) = 5$ et $\Delta v_{\text{FWHM}}/v = 28\%$ si $S_{\parallel}(Li) = 6$. Tout comme L. Wharton, nous observons sur la figure V.26 une oscillation de la section efficace de collision en fonction de la vitesse des atomes incidents. L'incertitude sur cette grandeur est liée à l'erreur d'ajustement linéaire de $\ln(t_{\text{gaz}})$ en fonction de P_{cell} , et à la longueur d'interaction entre l'onde de lithium et le gaz dans la cellule. L'erreur de mesure de la section efficace de collisions est alors prise égale à :

$$\frac{\delta\sigma}{\sigma} = \sqrt{\left(\frac{\delta\text{pente}}{\text{pente}}\right)^2 + \left(\frac{\delta L_{int}}{L_{int}}\right)^2} \quad (\text{V.68})$$

Comme l'ajustement est pondéré par les barres d'erreur sur $\ln(t_{\text{gaz}})$, l'erreur sur la pente les prend déjà en compte.

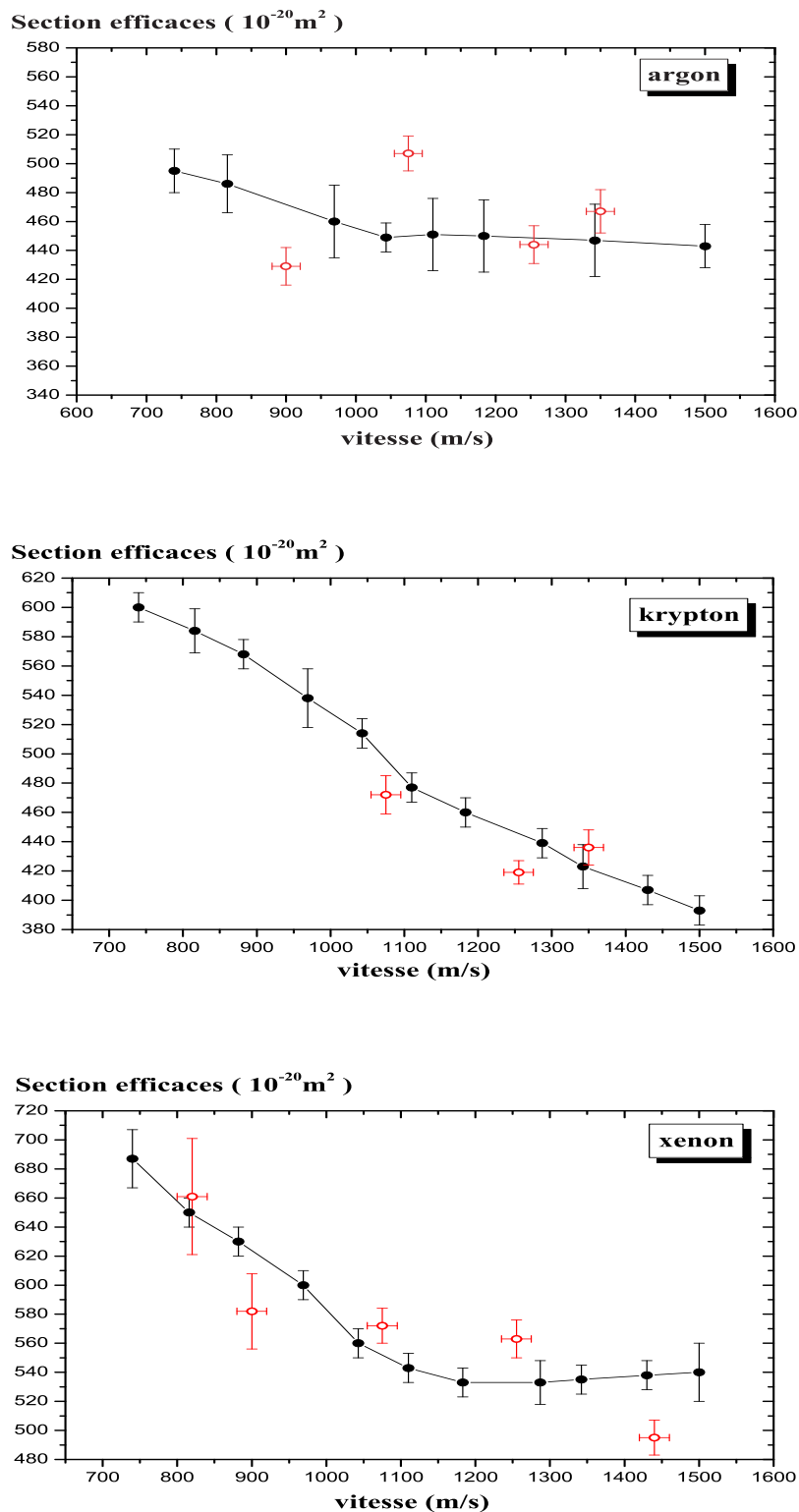


FIG. V.26 – Oscillations de gloire de la section efficace totale de collision σ lithium-gaz rare en fonction de la vitesse du jet de lithium. Les ronds vides sont nos points expérimentaux et les ronds pleins les données de Wharton extraites des courbes expérimentales de la figure V.27. L'accord entre nos mesures et les mesures de Wharton est vraiment bon.

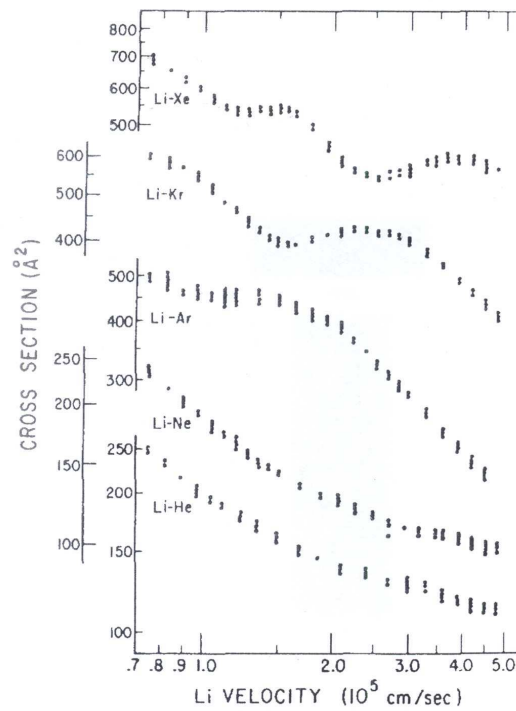


FIG. 6. Laboratory cross sections as a function of primary Li beam velocity. Li-Ar results from Paper I are replotted here for comparison.

FIG. V.27 – Sections efficaces totales de collision lithium gaz-rare mesurées en 1972 par l'équipe de L. Wharton [272]. La résolution de vitesse est très bonne $\Delta v_{FMWH}/v \simeq 4\%$ et les mesures mettent bien en évidence une décroissance générale de la section efficace quand la vitesse augmente avec plusieurs oscillations de gloire bien contrastées dans le cas du Krypton et du Xénon.

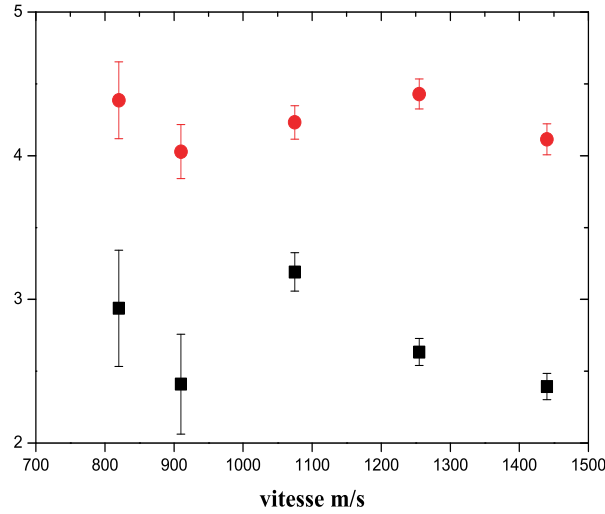


FIG. V.28 – Parties réelle (carrés) et imaginaire (ronds) de $10^{25}u^{7/5}(n-1)/N$ dans le cas du xénon pour une onde atomique de lithium de vitesse moyenne u . Les oscillations de gloires sont clairement visibles et quasiment en quadrature de phase.

V.12.4 Oscillations de gloire des parties réelles et imaginaires

Les parties imaginaire et réelle de l'indice de réfraction dépendent du comportement de l'amplitude de diffusion vers l'avant. La contribution prépondérante à l'amplitude de diffusion est donnée par les ondes partielles de moment orbital l élevé. Ces ondes partielles sont alors sensibles à la partie attractive à longue distance du potentiel. Pour un potentiel en C_6/r^6 la section efficace totale de collision est calculée analytiquement dans l'ouvrage de Landau et Lifchitz [270] et sa dépendance en vitesse est de la forme :

$$\sigma \propto \left(\frac{C_6}{\hbar u} \right)^{2/5} \quad (\text{V.69})$$

de sorte que la dépendance des parties réelle et imaginaire de l'indice de réfraction en fonction de la vitesse est de :

$$Im(n-1)/N \text{ et } Re(n-1)/N \propto u^{-7/5} \quad (\text{V.70})$$

Cette décroissance rapide de l'indice de réfraction en fonction de la vitesse est visible sur les courbes de sections efficaces réalisées par l'équipe de L. Wharton illustrées sur la figure V.27. A cette décroissance rapide se superposent les oscillations de gloire. Pour mieux les faire apparaître nous avons représenté sur la figure V.28 les quantités $u^{7/5}Im(n-1)/N$ et $u^{7/5}Re(n-1)/N$ en fonction de la vitesse moyenne u du jet de lithium pour un gaz cible de xénon. On voit alors clairement une oscillation de gloire. Les oscillations des parties imaginaire et réelle ne sont pas en phase mais sont proches de la quadrature de phase. Ce

comportement correspond effectivement à celui attendu par la théorie du calcul d'indice explicité dans l'article de C. Champenois [255].

V.12.5 Oscillation de gloire du rapport $\rho = Re(n - 1)/Im(n - 1)$

Comme nous l'avons vu dans l'analyse théorique de l'indice de réfraction, le rapport $\rho = Re(n - 1)/Im(n - 1)$ est intéressant car il présente des oscillations de gloire plus marquées que les parties réelle et imaginaire de $(n - 1)$. De plus, ce rapport est indépendant de la longueur d'interaction et de la pression du gaz à l'intérieur de la cellule ce qui fait que sa mesure est à priori plus facile et plus précise que celle des parties réelle et imaginaire de $(n - 1)$. Ainsi, l'équipe de D. Pritchard n'a pratiquement mesuré que ce rapport et les valeurs de $Re(n - 1)$ et $Im(n - 1)$ qu'elle a publiées sont déduites de manière indirecte, faute d'avoir une mesure directe de la pression dans la cellule de gaz [137].

Pour mesurer le rapport ρ , nous réalisons un ajustement linéaire du rapport $\varphi_{gaz}/\ln(t_{taz})$. Les seules incertitudes de cette mesure proviennent des erreurs d'ajustements des franges atomiques et de l'erreur de mesure de vitesse. Les figures V.29 illustrent la dépendance de ρ en fonction de la vitesse du jet de lithium pour l'argon, le krypton et le xénon. Les points correspondent à nos mesures alors que les courbes sont le résultat de simulations pour des potentiels d'interactions différents. [173]. Les points expérimentaux ont une valeur moyenne inférieure à 0.726, ce qui confirme la contribution non négligeable de terme en $1/r^8$ et $1/r^{10}$ à l'aile attractive à longue distance. L'accord est assez bon avec certaines prédictions théoriques : l'amplitude des oscillations est bien reproduite et leur phase est en accord satisfaisant avec deux des prédictions. Nous espérons explorer par de nouvelles mesures ces oscillations de gloire dans un plus grand domaine de vitesse et avec plus de précision de sorte à confirmer l'accord de nos mesures aux prévisions théoriques.

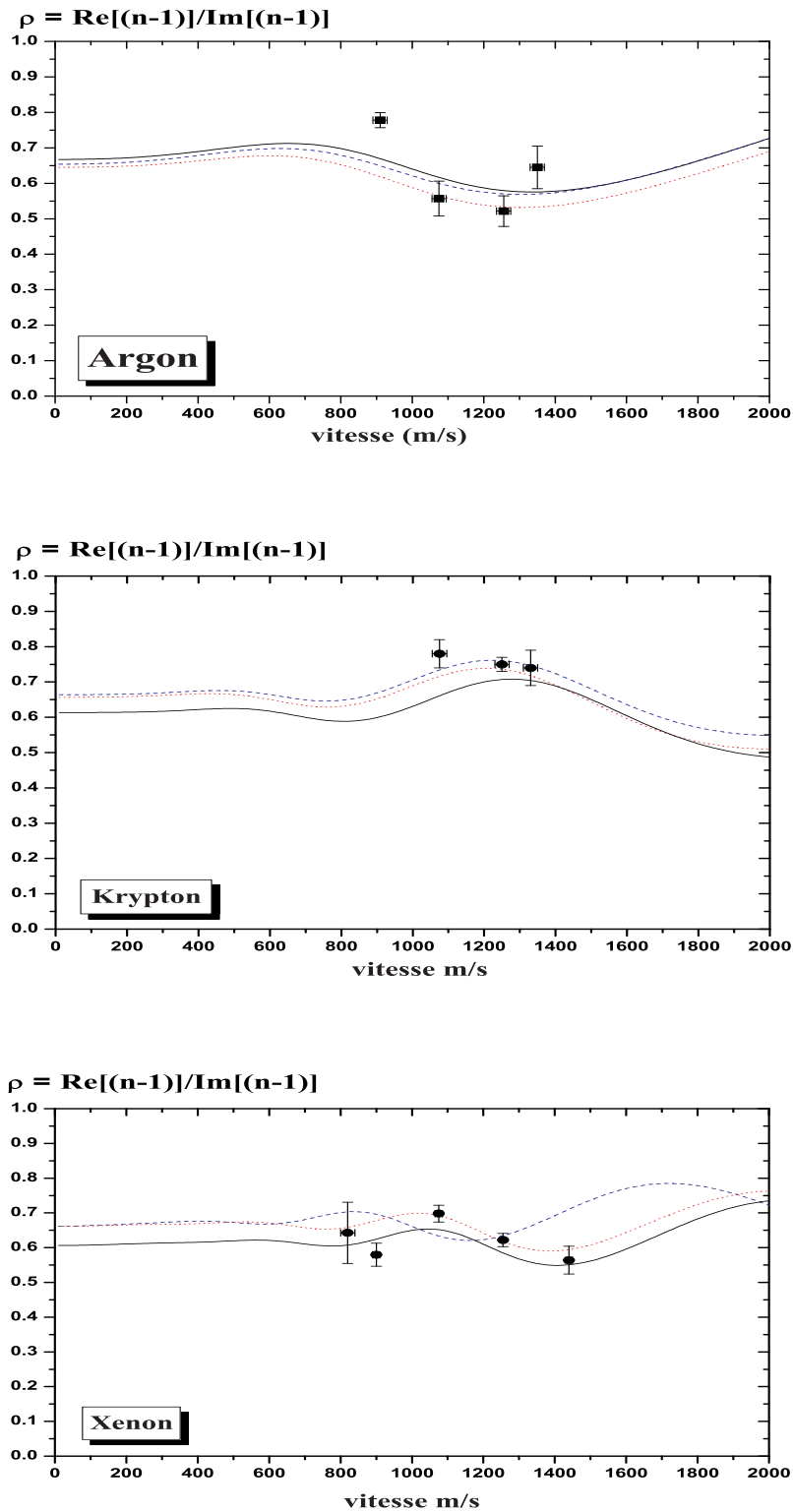


FIG. V.29 – Oscillations du rapport $\rho = \text{Re}(n - 1)/\text{Im}(n - 1)$ en fonction de la vitesse des atomes de lithium. Les points représentent nos résultats expérimentaux. Les courbes correspondent à une modélisation de C. Champenois [173] suivant le potentiel de : D. Cvetko [267] en traits pointillés, S. Patil [268] en traits discontinus et L. Wharton [272] en trait plein. L'accord de nos mesures est assez bon avec certaines prédictions théoriques.

V.13 Comparaison pour les ondes de sodium et de lithium

Les seules équipes ayant réalisé des mesures de l'indice de réfraction pour des ondes atomiques sont l'équipe de D. Pritchard pour une onde de sodium [137,138] et notre équipe pour une onde de lithium.

Il est intéressant de comparer les oscillations de gloire pour ces deux alcalins. Les caractéristiques des potentiels d'interaction répertoriées dans la table V.6 semblent similaires. Cela n'est pas une grande surprise puisque ces deux atomes ont sensiblement la même polarisabilité. Néanmoins, les potentiels n'ont pas le même nombre d'états liés du fait de la différence de masse réduite : $\mu(Li - X) < \mu(Na - X)$. On s'attend donc à voir moins d'oscillations de gloire dans le cas du lithium que dans le cas du sodium. Cependant cette différence va être fortement atténuée par l'effet de la moyenne thermique. En effet, le plus grand nombre d'oscillations ont lieu pour de faibles vitesses relatives et ces oscillations sont lissées par la moyenne thermique. Enfin, la valeur moyenne du rapport ρ qui dépend essentiellement du comportement en r^{-6} du potentiel à longue distance devrait avoir sensiblement la même valeur pour ces deux alcalins. La figure V.30 montre l'ensemble des résultats de mesure de ρ obtenus par l'équipe de D. Pritchard et on constate que les valeurs expérimentales du rapport ρ pour une onde de sodium sont souvent assez éloignées des valeurs prévues par les calculs.

Les simulations montrent que les valeurs des parties réelle et imaginaire de l'indice pour le lithium sont approximativement trois fois plus importantes que pour le sodium, alors que l'amplitude de diffusion pour le sodium est trois fois supérieure à celle du lithium. Si l'on considère l'équation V.25, on constate que l'indice dépend de l'amplitude de diffusion mais aussi de la masse réduite et de la masse des atomes incidents :

$$(n - 1) \propto \frac{f}{\mu m_a} \quad (\text{V.71})$$

Or, pour une vitesse incidente v_a identique, $(\mu m_a)(Li) < (\mu m_a)(Na)$. Ce facteur de masse compense largement la différence entre les amplitudes de diffusion et explique pourquoi l'indice de réfraction des gaz pour une onde de lithium est supérieur à celui d'une onde de

Système	sodium		lithium	
	C_6 (u.a.)	D_e (u.a.)	C_6 (u.a.)	D_e (u.a.)
He	24.4	5.5×10^{-6}	22.6	6×10^{-6}
Ne	47.7	3.7×10^{-5}	44	4.3×10^{-5}
Ar	189	1.9×10^{-4}	175	2×10^{-4}
Kr	281	3.0×10^{-4}	259	3.1×10^{-4}
Xe	438	5.0×10^{-4}	404	4.4×10^{-4}

TAB. V.6 – Comparaison des paramètres définissant les potentiels d'interaction entre les gaz rares et les atomes de lithium et de sodium. On constate que ces potentiels sont très similaires.

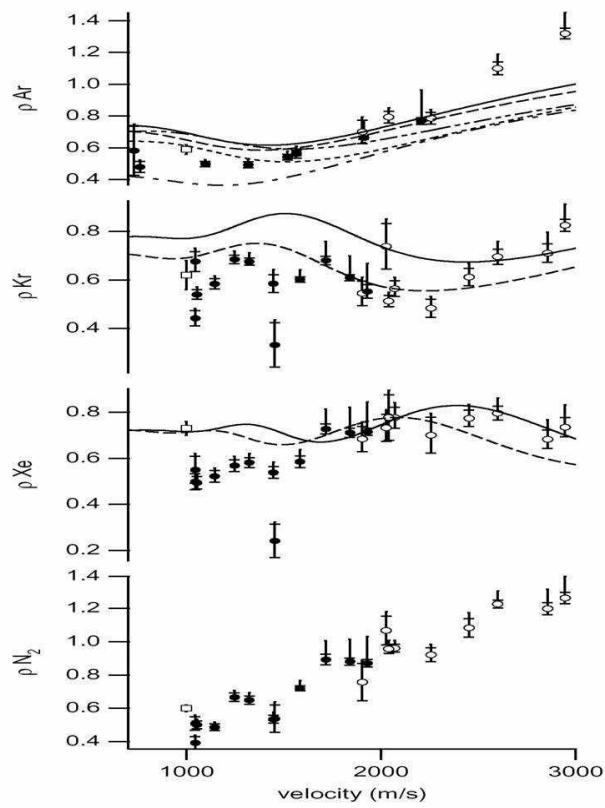


FIG. V.30 – Oscillations de gloire du rapport ρ mesuré en fonction de la vitesse du jet de sodium pour différents gaz cibles. Ces mesures d'indice de réfraction ont été faites par l'équipe de D. Pritchard en 2002 [138].

Gaz	$10^{29} \times \text{Re}[(n-1)]/N$	$10^{29} \times \text{Im}[(n-1)]/N$
Ar	0.33	0.56
Kr	0.37	0.76
Xe	0.56	0.77

TAB. V.7 – Mesures de $(n-1)$ réalisées pour une onde de sodium par l'équipe de D. Pritchard en 1995 [10]. La vitesse de l'onde de sodium est de 1000 m/s, les gaz traversés sont à une température de 300 K. Ces valeurs sont données en fonction de la densité N du gaz.

sodium. Qu'en est-il de nos observables expérimentales ? La quantité que nous mesurons expérimentalement est $k_{dB}(n-1)L_{int}$. Or celle-ci varie comme : f/μ . Ainsi, on peut s'attendre à une atténuation et un déphasage des franges d'interférences du même ordre de grandeur.

En considérant les données expérimentales de la table V.7 extraites de la référence [10] concernant les mesures d'indice de réfraction de D. Pritchard, on constate effectivement que les valeurs des indices de réfraction pour une onde de lithium sont plus élevées (d'un facteur 3 à 5) que les valeurs de l'indice de réfraction pour une onde de sodium.

V.14 Bilan et perspectives

Nous avons réalisé les premières mesures de l'indice de réfraction n de divers gaz rares pour une onde atomique de lithium. Nous avons pu vérifier la linéarité de $(n-1)$ pour une onde de lithium en fonction de la densité du gaz et nous avons pu obtenir une mesure précise de l'indice en fonction de la densité, grâce aux soins que nous avons apportés à la construction de la cellule et à la mesure de la densité colonne de gaz ainsi produite.

Nous avons ainsi observé des oscillations de gloire sur les parties réelle et imaginaire de $(n-1)$. La difficulté de cette mesure réside en la mesure de déphasages et d'atténuations de l'onde par interférométrie atomique. Le très bon accord entre nos mesures de sections efficaces totales de collision lithium-gaz rares et celles de l'équipe de L. Wharton nous laisse penser que nos erreurs systématiques sont faibles. Enfin, nous avons observé des oscillations de gloire du rapport ρ qui sont en assez bon accord avec les prédictions théoriques disponibles.

Pour confirmer ces observations, notre étude doit être étendue à des vitesses du jet de lithium plus élevées. La difficulté de telles mesures provient de la diminution de l'angle de diffraction avec la vitesse. Dans notre cas, cela impose d'améliorer la qualité de notre cellule ou d'utiliser l'interféromètre avec le deuxième ordre de diffraction.

Chapitre VI

PROCHAINES MESURES INTERFEROMÉTRIQUES

Les différentes mesures réalisées avec l'interféromètre de Toulouse ont permis de se rendre compte que sa sensibilité est suffisamment bonne pour envisager des mesures plus délicates de faibles déphasages.

Dans ce chapitre je vais présenter deux expériences que nous envisageons de réaliser :

La première est la mise en évidence d'un effet de propagation non réciproque de l'atome dans des champs magnétique et électrique croisés. La phase liée à cet effet fait partie des phases dites topologiques et n'a pas encore été mise en évidence expérimentalement pour des atomes. Je présente une étude de cet effet et propose un dispositif expérimental qui doit permettre de le mettre en évidence pour la première fois avec notre interféromètre atomique.

La seconde expérience consiste en l'étude de l'interaction entre un atome de lithium et une surface. Cette expérience se déroulerait en deux étapes. La première, à court terme, consistera à insérer un réseau matériel sur un des faisceaux atomiques pour sonder l'interaction de type van der Waals de l'atome avec les parois du réseau. Cette expérience, déjà réalisée par l'équipe de A. Cronin, s'inscrit dans le cadre d'une collaboration avec son équipe puisque notre interféromètre permet de s'affranchir de certaines erreurs systématiques liées à leur mesure. La deuxième étape, prévue à plus long terme, est de répéter l'expérience précédente mais avec un temps d'interaction et des dimensions adaptées à l'étude de la force de Casimir.

A. Effet HMW

Un des effets les plus surprenants de la mécanique quantique est que les champs électromagnétiques affectent la fonction d'onde d'une particule matérielle même si, d'un point de vue classique, il ne s'exerce sur elle aucune force. Ce phénomène, qui met en évidence l'importance des potentiels électromagnétiques, fut pour la première fois discuté par Y. Aharonov et D. Bohm en 1959 [284]. Ils mirent en évidence l'existence d'une phase purement quantique qui ne dépend ni de la forme de la trajectoire empruntée par la particule (effet purement géométrique), ni de la longueur d'onde des particules qui interfèrent (caractère non dispersif). L'étude autant théorique qu'expérimentale de ce type de phases dites topologiques s'est depuis largement développée [285, 286, 293, 296, 297, 300, 301].

Dans ce chapitre je propose une étude de la mise en évidence expérimentale d'un effet de ce type, que j'appellerai l'effet He-Mackellar-Wilkens (HMW), issu des noms de ceux

qui ont initialement explicité son existence [298, 299].

Dans un premier temps, je présente brièvement les différents effets de type Aharonov Bohm qui furent depuis prédits et/ou mis en évidence expérimentalement pour permettre de situer le cadre de l'étude proposée ici. Par la suite je m'intéresse plus particulièrement à l'effet HMW qui concerne le mouvement d'un dipôle électrique dans un champ magnétique. Je montrerai que cet effet existe aussi dans le cas des atomes et je proposerai une géométrie adaptée à la mise en évidence de cet effet par des interféromètres atomiques dont les chemins atomiques sont spatialement séparés. Enfin, je présente la conception d'une cellule d'interaction ainsi que les paramètres utiles à sa réalisation pratique, et je termine cette étude en décrivant quelques points importants de la procédure expérimentale.

VI.1 Les différents effets de type Aharonov Bohm

VI.1.1 Effet Aharonov Bohm

En 1959, Y. Aharonov et D. Bohm [284] prédisent qu'une particule possédant une charge e dont la trajectoire encercle une zone de l'espace où règne un flux magnétique accumule une phase qui peut être mise en évidence par interférométrie atomique. Cette zone de l'espace peut être représentée par un solénoïde de section infinitésimale ou une succession de dipôles magnétiques. Le schéma de principe de cette expérience est représenté sur la figure VI.1 a). Le déphasage induit est alors proportionnel au flux magnétique encerclé par les deux chemins atomiques de l'interféromètre :

$$\Delta\phi_{AB} = \frac{e}{\hbar} \oint \vec{A} \cdot d\vec{r} = \frac{e}{\hbar} \iint \vec{B} \cdot d\vec{S} \quad (\text{VI.1})$$

Cette phase a été pour la première fois mise en évidence, grâce à des expériences d'interférométrie avec des électrons, par R. G. Chambers en 1960 [287] puis par M. Peshkin et A. Tonomura [288, 289] en 1986.

VI.1.2 Effet Aharonov Casher

En 1984, Y. Aharonov et A. Casher [290] prédisent un effet similaire concernant cette fois-ci une particule neutre possédant un dipôle magnétique $\vec{\mu}$ dont les trajectoires encerclent une ligne de charge électrique, comme représenté sur la figure VI.1b). Le déphasage accumulé par la particule s'écrit alors comme :

$$\Delta\phi_{AC} = -\frac{1}{\hbar c^2} \int [\vec{E}(\vec{r}) \times \vec{\mu}] \cdot d\vec{r} \quad (\text{VI.2})$$

Cette effet s'interprète de manière intéressante si on se place dans le référentiel de l'atome. Dans ce référentiel l'atome est au repos et est soumis à un champ magnétique résultant du champ électrique produit dans le référentiel du laboratoire : $\vec{B}_{atom} = -\vec{v} \times \vec{E}_{lab}/c^2$, où \vec{v} est la vitesse de l'atome dans le référentiel du laboratoire supposée faible devant la vitesse de la lumière. Le déphasage de l'onde atomique peut alors s'écrire de deux manières

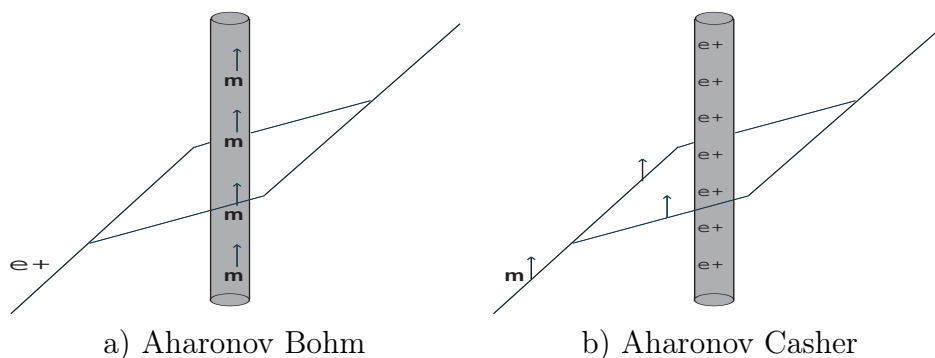


FIG. VI.1 – Schémas de principe de mise en évidence des effets a) Aharonov Bohm [284], et b) Aharonov Casher [290]. Dans le premier cas, la trajectoire d'une charge e encercle une région de l'espace où règne un flux de champ magnétique. Dans le deuxième cas, une particule possédant un dipôle magnétique \vec{m} se propage de part et d'autre d'une ligne de charge électrique.

suivant dans quel référentiel on se place :

$$\Delta\phi_{AC} = \int \frac{\vec{\mu} \cdot \vec{B}_{atom}}{\hbar} dt = \int \frac{\vec{\mu} \times \vec{E}_{lab}}{\hbar c^2} d\vec{r} \quad (\text{VI.3})$$

Comme ce déphasage est identique quel que soit le référentiel, on peut alors interpréter l'effet Aharonov-Casher, comme le propose K. Sangster et E. Hinds [293], en tant qu'un effet Zeeman motionnel, où une particule de moment magnétique $\vec{\mu}$ interagit avec le champ magnétique motionnel \vec{B}_{atom} .

Cet effet a pour la première fois été mis en évidence grâce à l'interférométrie avec des neutrons par l'équipe de A. Cimmino en 1989 [291, 292] puis la première fois sur des atomes par l'équipe de E. Hinds en 1993 [293, 294]. Un jet de molécule est préparé dans une superposition cohérente de moments magnétiques égaux mais de signes opposés qui se propagent au travers une région de l'espace où règne un champ électrique homogène. Cette expérience est alors construite comme un interféromètre de polarisation et il s'agit de détecter le déphasage des franges de Ramsey. Cette expérience a mis en évidence le caractère non dispersif de la phase ϕ_{AC} et la mesure à une précision de 4%. Depuis, plusieurs autres mesures ont été menées notamment par l'équipe de J. Helmcke en 1995 [295], de A. Weis [285] en 1995 et A. Morinaga en 2002 [296].

VI.1.3 Effet He-MacKellar-Wilkens et effet dual AharonovBohm

Comme le soulignent J. Dowling, C. Williams et J. Francon [297], les équations de Maxwell régissant les champs électriques et magnétiques sont symétriques, de sorte que des effets "symétriques" aux effets Aharonov-Bohm et Aharonov-Casher doivent exister.

L'effet "symétrique" de l'effet Aharonov-Casher concerne alors le mouvement d'une particule présentant un moment dipolaire électrique dont la trajectoire encercle une ligne de charge magnétique, comme illustré sur la figure VI.2d). Cet effet a effectivement été prédit

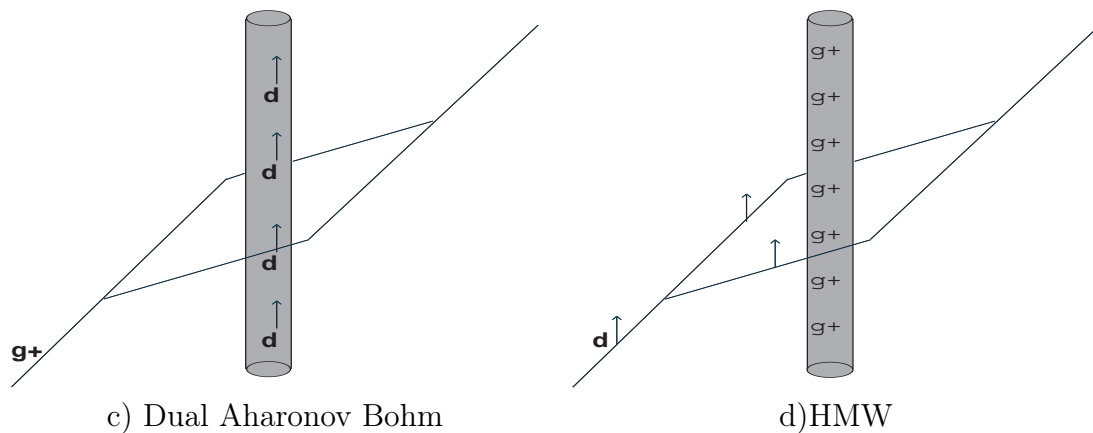


FIG. VI.2 – Schémas de principe illustrant les effets dual Aharonov Bohm et HMW. Dans le cas c) : une particule présentant un monopole magnétique se propage autour d'une région de l'espace où règne un flux de champ électrique. Dans le cas d) un dipôle électrique se propage autour d'une ligne de charges magnétiques.

dans les années 93-94 par deux équipes indépendantes : celle de X. He et B. McKellar en 1993 [298] et celle de M. Wilkens en 1994 [299]. De même que l'effet Aharonov-Casher on peut exprimer la phase accumulée par la particule comme celle liée à l'interaction d'un dipôle électrique \vec{d} avec le champ électrique $\vec{E}_{atom} = \vec{v} \times \vec{B}_{lab}$ vu par l'atome dû à la présence d'un champ magnétique \vec{B}_{lab} dans le laboratoire :

$$\Delta\phi_{HMW} = \int \frac{\vec{d} \cdot \vec{E}_{atom}}{\hbar} dt = \int \frac{\vec{B}_{lab} \times \vec{d}}{\hbar} d\vec{r} \quad (\text{VI.4})$$

On pourrait alors parler d'effet Stark motionnel. Cet effet n'a pas encore été mis en évidence expérimentalement. En 1994, M. Wilkens a proposé une géométrie qui nécessite de créer un champ magnétique radial, mais cette géométrie n'a pas encore pu être adaptée à l'interférométrie atomique [299]. Dans le paragraphe qui suit, je présenterai une géométrie qui permettrait d'observer cet effet par interférométrie atomique.

Enfin, l'effet symétrique de l'effet Aharonov-Bohm consiste en la propagation d'une charge magnétique c'est à dire un monopole magnétique dont les trajectoires encerclent une zone de l'espace où règne un flux électrique (succession de dipôles électriques) comme illustré sur la figure VI.2 c). Cet effet apparaît alors purement formel puisque, jusqu'à maintenant, il n'a pas été possible d'isoler un monopole magnétique. C'est pourquoi je n'expliciterais pas davantage son expression.

Ces effets, sont appelés dans la littérature des effets topologiques car ils ne dépendent pas de la forme exacte des trajectoires des particules, et on dit alors que les phases associées sont des phases topologiques. Par ailleurs, ces phases sont indépendantes de la vitesse des particules, ce qui rend leur étude intéressante en interférométrie atomique. En effet, étant non dispersives en vitesse, ces phases induisent uniquement un déphasage des signaux d'interférences et pas de perte de visibilité liée à une moyenne sur la distribution de vitesse du jet atomique.

VI.2 Généralisation de l'effet HMW aux atomes

L'effet topologique HMW induit sur une particule présentant un dipôle électrique a été très discuté dans la littérature [298–303]. Cependant, cet effet ne se limite pas aux particules présentant un moment dipolaire électrique, mais comme le montrent les travaux de l'équipe de H. Wei [305] et de S. Shevchenko [304], on peut étendre cet effet aux atomes présentant un dipôle électrique nul en l'absence de champ électrique extérieur (c'est le cas des atomes dans l'hypothèse où la parité n'est pas violée et qu'il n'existe pas de dégénérescence accidentelle). Pour cela, il suffit d'utiliser le dipôle induit par la présence d'un champ électrique. Dans ce paragraphe, je présente l'expression du déphasage lié à l'effet HMW dans le cas d'un atome, en suivant le formalisme utilisé par l'équipe de H. Wei dans leur article. Ensuite, je présenterai une géométrie adaptée à la mise en évidence de cet effet avec l'interféromètre atomique de Toulouse.

VI.2.1 Propagation d'une particule neutre dans des champs électrique et magnétique croisés

On considère un atome neutre, sans dipôle électrique permanent, de masse m , de vecteur d'onde \vec{k} qui se propage à une vitesse \vec{v} , dans le référentiel du laboratoire, dans un environnement où règnent un champ électrique \vec{E} et un champ magnétique \vec{B} tels que $\vec{k}, \vec{E}, \vec{B}$ soient orthogonaux entre eux. Cet atome présente alors un dipôle induit de la forme :

$$\vec{d} = \alpha \left(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} \right) \quad (\text{VI.5})$$

où α est la polarisabilité électrique de l'atome. On peut distinguer deux contributions à ce dipôle induit : la première due à la présence d'un champ électrique et la seconde due au champ électrique motionnel vu par l'atome.

Le Lagrangien de l'atome s'exprime alors sous la forme suivante :

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}mv^2 + \frac{1}{2}\alpha \left(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} \right)^2 \quad (\text{VI.6})$$

la direction du champ magnétique étant choisie de sorte à être perpendiculaire à la direction de propagation de l'atome, $\vec{v} \perp \vec{B}$, on peut distinguer deux termes dans le Lagrangien :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_1 + \mathcal{L}_2 \quad (\text{VI.7})$$

$$\mathcal{L}_1 = \frac{1}{2} (m + \alpha B^2) v^2 + \frac{1}{2} \alpha E^2 \quad (\text{VI.8})$$

$$\mathcal{L}_2 = \vec{v} \cdot \left(\vec{B} \times \alpha \vec{E} \right) \quad (\text{VI.9})$$

Le premier terme \mathcal{L}_1 , représente le Lagrangien d'une particule de masse $m + \alpha B^2$ et de polarisabilité électrique α soumise uniquement à un champ électrique. Dans le cas d'un atome de lithium soumis à un champ magnétique de $B = 10 \text{ T}$, le terme $\alpha B^2/m \sim 10^{-11}$, ce qui est totalement négligeable.

Nous allons montrer que le deuxième terme \mathcal{L}_2 ne joue pas de rôle dans le Lagrangien \mathcal{L} de sorte que les équations du mouvement de la particule sont données de manière équivalente à partir de \mathcal{L} ou de \mathcal{L}_1 . En effet, considérons le Lagrangien total \mathcal{L} , on peut écrire l'impulsion associée comme :

$$\vec{P} = (m + \alpha B^2) \vec{v} + \alpha \vec{B} \times \vec{E} \quad (\text{VI.10})$$

Dans ce cas, on peut écrire :

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = (m + \alpha B^2) \frac{d\vec{v}}{dt} + \alpha \frac{d\vec{B}}{dt} \times \vec{E} + \alpha \vec{B} \times \frac{d\vec{E}}{dt} \quad (\text{VI.11})$$

$$= \vec{\nabla} \left(\frac{1}{2} \alpha E^2 \right) + \alpha \vec{\nabla} \left[\vec{v} \cdot (\vec{B} \times \vec{E}) \right] \quad (\text{VI.12})$$

En remarquant que $d\vec{B}/dt = \partial\vec{B}/\partial t + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla})\vec{B}$ et que $\partial\vec{B}/\partial t = -\vec{\nabla} \times \vec{E}$, et en appliquant le même principe pour calculer $d\vec{E}/dt$, on obtient l'équation du mouvement :

$$(m + \alpha B^2) \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{\nabla} \left(\frac{1}{2} \alpha E^2 \right) + \alpha \vec{\nabla} \times (\vec{B} \times \vec{E}) \quad (\text{VI.13})$$

Dans les géométries proposées plus loin, le terme en rotationnel est nul : $\vec{\nabla} \times (\vec{B} \times \vec{E}) = 0$, de sorte que l'atome ne subit pas de force du terme croisé en champ électrique et magnétique. Cette propriété est caractéristique des effets topologiques. Bien que ce terme n'induit pas de force sur l'atome, il intervient dans sa phase accumulée :

$$\phi = \frac{1}{\hbar} \int \frac{1}{2} \alpha E^2 + \alpha \left[\vec{v} \cdot (\vec{B} \times \vec{E}) \right] dt \quad (\text{VI.14})$$

VI.2.2 Géométrie proposée par H. Wei

Dans son article, H. Wei propose une géométrie pour mettre en évidence cet effet. Elle est représentée sur la figure VI.3 a). Il s'agit d'interposer entre deux chemins atomiques un fil chargé qui crée un champ électrique radial. Un champ magnétique homogène et dirigé suivant la direction \vec{y} est ensuite appliqué dans la zone d'interaction. Même si cette géométrie est bien à l'origine d'une phase de type He-McKellar-Wilkens, nous ne pouvons pas l'utiliser dans l'interféromètre atomique. En effet, la dispersion des paramètres d'impacts des trajectoires atomiques b par rapport au fil induirait une dispersion de la phase de polarisabilité en αE^2 qui est très grande et ceci masquerait totalement l'effet que l'on souhaiterait mettre en évidence.

VI.2.3 Géométrie proposée par notre équipe

On propose alors d'utiliser la géométrie décrite par la figure VI.3 b). Un champ magnétique le plus homogène possible est appliqué suivant l'axe \vec{y} sur les deux chemins atomiques. Un champ électrique homogène est appliqué suivant la direction $\pm \vec{x}$. Il est alors nécessaire de séparer spatialement les deux chemins atomiques par un septum, pour

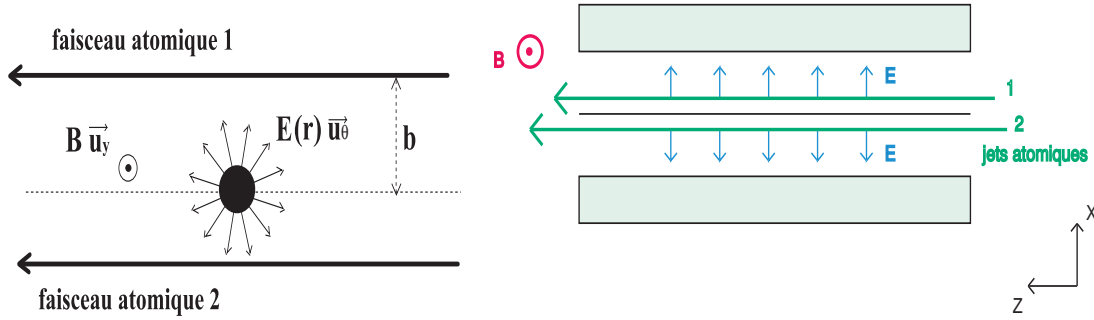


FIG. VI.3 – a) Géométrie proposée par H.Wei [305] où le champ électrique est créé par un fil chargé, et le champ magnétique est homogène dirigée suivant la direction \vec{y} . b) Géométrie des champs électrique et magnétique envisagée pour mettre en évidence l'effet HMW. Les deux faisceaux atomiques d'un interféromètre se propagent suivant l'axe \vec{z} , et sont soumis au même champ magnétique \vec{B} dans la direction \vec{y} , mais à un champ électrique de direction $\pm \vec{x}$ suivant le faisceau atomique.

appliquer un champ électrique de directions opposées pour les deux faisceaux atomiques. Dans ce cas, le déphasage observé entre les deux faisceaux atomiques est de :

$$\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2 = \frac{2}{\hbar} \int_1 d\vec{r} \cdot (\vec{B} \times \alpha \vec{E}) \quad (\text{VI.15})$$

où l'intégrale est prise le long du chemin 1, et ϕ_i la phase accumulée par l'atome empruntant le chemin i calculée selon l'équation VI.14. Le terme de polarisabilité en αE^2 a disparu du fait de la symétrie du champ électrique, et il ne reste plus que le terme croisé en champ électrique et magnétique. On voit alors que cette phase est non dispersive en vitesse.

Nous pouvons alors faire deux remarques :

- la géométrie des champs électriques et magnétiques est en fait totalement équivalente à celle proposée par la figure VI.2 d). Si on suit le chemin de pensée illustré par la figure VI.4, on constate que la géométrie de champ magnétique est identique et que le champ électrique sert à créer des dipôles de directions opposées pour les deux faisceaux atomiques.

- la phase donnée par l'équation VI.14 peut s'interpréter comme une manifestation d'une propagation non réciproque d'un atome dans des champs magnétique et électrique croisés. La figure VI.5 illustre cette propriété : l'atome qui se déplace suivant une direction perpendiculaire à celles de ces deux champs acquiert une phase dont le signe change suivant qu'il se déplace dans la direction \vec{z} ou $-\vec{z}$. Cet effet de propagation non réciproque possède un analogue optique appelé anisotropie magnétoélectrique : dans le vide la propagation de la lumière en champs électrique et magnétique croisés dépend du sens de parcours de la lumière. Cet effet a été récemment mis en évidence par G. Rikken [306, 307], en mesurant la différence d'indice de réfraction (partie imaginaire) d'un cristal pour la lumière avec et sans champs électrique et magnétique croisés. Cet effet observé pour un cristal se généralise au cas du vide comme l'explique l'article [307] mais l'effet est extraordinairement petit.

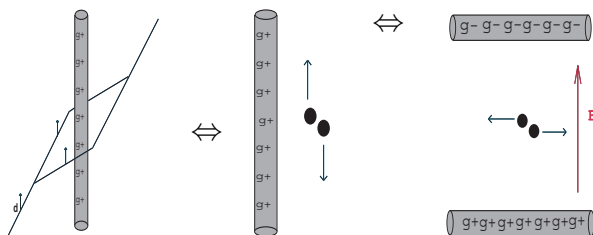


FIG. VI.4 – Schéma de principe illustrant comment adapter la géométrie initiale de l'effet HMW à celle où n'intervient plus une ligne de charge magnétique mais un champ magnétique.

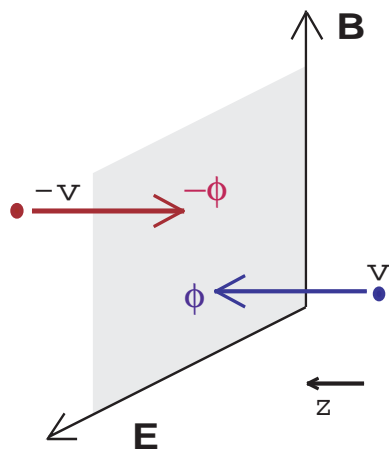


FIG. VI.5 – Schéma illustrant le caractère non réciproque de la propagation d'un atome dans une région de l'espace où règnent des champs électrique et magnétique croisés. Pour des champs électrique et magnétique orthogonaux, l'atome qui traverse le plan (\vec{E}, \vec{B}) accumule une phase de signe différent selon qu'il le traverse dans un sens ou un autre.

VI.2.4 Ordre de grandeur de la mesure interférométrique

Si on se place dans la géométrie illustrée par la figure VI.3 b), et que l'on suppose les champs \vec{E} et \vec{B} uniformes sur les chemins atomiques, orthogonaux entre eux ainsi qu'au vecteur d'onde \vec{k} , le déphasage s'exprime par :

$$\Delta\phi = \frac{2}{\hbar}\alpha|\vec{E}||\vec{B}|L_{int} \quad (\text{VI.16})$$

où L_{int} est la distance sur laquelle s'applique l'interaction et $|\vec{E}|$, $|\vec{B}|$ les amplitudes des champs électrique et magnétique.

Expérimentalement il est raisonnable de penser que l'on peut créer un champ électrique de 5×10^5 V/m sur une longueur d'interaction de $L_{int} \sim 5$ cm. Un champ magnétique compris entre 0.01 et 0.1 Tesla semble aussi réalisable. Dans ce cas, le déphasage serait alors de 12 à 120 mrad. Ces déphasages sont accessibles avec notre interféromètre avec un

temps d'acquisition raisonnable. Néanmoins, on constate que les amplitudes des champs sont relativement élevées, et expérimentalement cela va poser des contraintes :

- les champs électriques créés sur les deux chemins atomiques doivent être strictement identiques pour que le terme de polarisabilité en αE^2 s'élimine.

- l'interféromètre est insensible à l'application d'un champ magnétique homogène. Par contre, un gradient de champ magnétique transverse, suivant la direction \vec{x} , induit un déphasage et une réduction de la visibilité des signaux d'interférences. C'est pourquoi, il est nécessaire de créer un champ magnétique le plus homogène possible.

- Comme nous devons utiliser un septum pour physiquement séparer les deux faisceaux atomiques de l'interféromètre, nous devons placer la cellule d'interaction à proximité de la deuxième onde stationnaire, là où la séparation entre les deux faisceaux est grande. Or, comme le champ magnétique nécessaire à la mise en évidence de l'effet HMW est relativement important, il pourrait gêner le processus de diffraction atomique par l'onde stationnaire laser. Ainsi, il faut prendre garde à réaliser un champ magnétique assez bien localisé de sorte à le maintenir faible dans le volume des ondes stationnaires laser.

VI.3 Cellule d'interaction

VI.3.1 Partie électrique de la cellule de mesure

La géométrie de la zone d'interaction que l'on propose pour tester cet effet est très similaire, pour sa partie électrique, à celle utilisée pour la mesure de la polarisabilité. Le champ électrique est créé par un double condensateur constitué de deux électrodes massives séparées par un septum. Ces électrodes massives sont réalisées à partir de pièces de verres d'épaisseur 5 mm de 60 mm de long et de 35 mm de large aluminisées sur une face. L'espacement entre les électrodes massives et le septum est réalisé avec des entretoises de verre de 1 mm d'épaisseur collées sur la pièce massive à l'aide d'un ruban adhésif double face. Pour éviter les champs de fuite, on place des électrodes de garde aux extrémités des électrodes massives. Pour cela, on épargne par un masque une zone de 1 mm de large, à 5 mm du bord de la pièce à aluminiser. La largeur de la rainure séparant les électrodes de garde des électrodes massives a été augmentée par rapport à celle utilisée pour la cellule de polarisabilité pour permettre l'application de tensions plus élevées. La feuille de mylar tendue est ensuite collée sur l'empilement électrode massive entretoise. On complète enfin le condensateur de manière symétrique par une autre électrode massive.

En appliquant des tensions égales sur chacune des électrodes massives, et une tension nulle sur le septum, nous obtenons la géométrie du champ électrique souhaitée. La figure VI.6 représente la partie électrique de la zone d'interaction. Cependant, les déphasages induits par le terme de polarisabilité de part et d'autre du septum ne seront égaux que si les deux condensateurs sont parfaitement identiques, ce que l'on ne peut pas assurer expérimentalement. Pour remédier à ce problème, on pourra ajuster les tensions appliquées sur chacune des électrodes massives, appelées 1 et 2 pour compenser les défauts. Il s'agit alors, de régler les potentiels V_1 et V_2 par un pont diviseur de tension pour faire que :

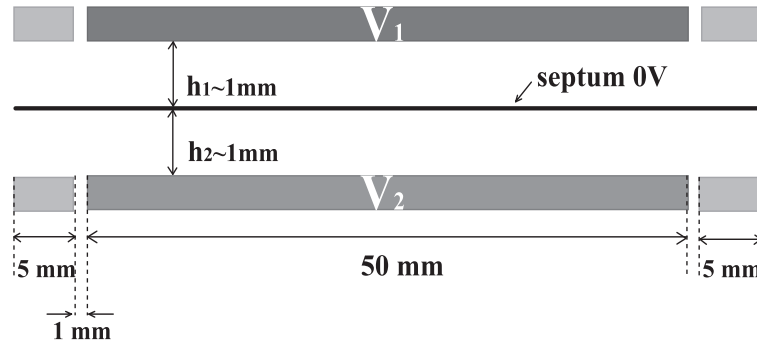


FIG. VI.6 – Schéma de la partie électrique de la cellule d'interaction. On applique deux potentiels V_1 et V_2 sur les deux électrodes massives de longueur ~ 50 mm. Des électrodes de gardes sont placées à l'entrée et à la sortie de la cellule et séparées des électrodes massives par un rainure de 1 mm de large. Le septum, placé à une distance de 1 mm des électrodes massives à l'aide d'entretoises de verre, est maintenu au potentiel nul.

$$\int E_1^2(z)dz = \int E_2^2(z)dz \quad (\text{VI.17})$$

$$\frac{V_1^2 L_1}{h_1^2} = \frac{V_2^2 L_2}{h_2^2} \quad (\text{VI.18})$$

Cette condition est importante car, même pour des condensateurs identiques, un écart en tension de $\Delta V/V = 4 \times 10^{-4}$ est suffisant pour induire une phase de polarisabilité de 120 mrad. C'est pourquoi, nous avons choisi de pouvoir régler les potentiels V_1 et V_2 à l'aide d'un pont diviseur et d'une seule alimentation de sorte que les fluctuations de tension éventuelles de l'alimentation soient identiques sur les deux électrodes.

VI.3.2 Partie magnétique de la cellule de mesure

L'effet HMW est directement proportionnel au champ magnétique, donc plus l'intensité du champ magnétique sera élevée, plus le déphasage induit sera grand. Pour une mise en évidence, un champ magnétique d'intensité d'environ 0.01 Tesla est nécessaire.

Nous avons choisi de réaliser le champ magnétique par un bobinage plutôt que par un aimant permanent pour deux raisons : il est nécessaire de pouvoir, une fois sous vide,

annuler le champ magnétique pour procéder aux réglages des champs électriques seuls. D'autre part, pour tester le caractère non réciproque de la phase ϕ_{HMW} , on souhaite pouvoir changer le sens d'orientation et l'intensité du champ magnétique. Le bobinage nous a semblé alors la solution la plus adaptée.

Pour ne pas créer un champ magnétique trop important dans le volume des ondes stationnaires laser nous avons réalisé le bobinage, le plus près possible du condensateur électrique. Le bobinage est alors constitué de spires rectangulaires de côtés $2a$ et $2b$. Le bobinage est réalisé en deux parties : l'une au dessus et l'autre au dessous du plan dans lequel se propagent les atomes, comme illustré sur la figure VI.7

La circulation de courant dans la bobine va provoquer une élévation de température qui risque d'endommager le bobinage lui même et d'induire des dilatations thermiques qui pourraient perturber la mesure. Pour cela, il est indispensable d'insérer un système de refroidissement. Il existe essentiellement deux solutions. Soit on réalise un bobinage avec un tube de cuivre creux dans lequel circule de l'eau, soit on refroidit directement le support de la bobine. La première solution n'est optimale que dans le cas de quelques spires dans lesquelles on ferait passer un fort courant. Certaines expériences de type BEC utilisent dans ce cas des courants de quelques centaines d'ampères. L'inconvénient d'une telle géométrie est de créer de forts gradients de champ via les fils d'amenée, sans compter que la rigidité des fils pourrait gêner la manipulation de la cellule. La deuxième solution présente plusieurs avantages. On peut prendre un fil de cuivre de plus petite section et ainsi réaliser plus de spires de sorte à diminuer l'intensité du courant : la puissance à dissiper est concentrée dans le bobinage lui même et non sur les fils d'amenée. De plus un circuit de refroidissement auxiliaire laisse beaucoup plus de liberté sur l'écoulement. On peut alors s'assurer que l'écoulement ne soit pas turbulent, ce qui évite d'induire des vibrations au niveau de la cellule.

Le schéma final de la cellule est représenté sur la figure VI.7. On peut distinguer trois parties : la partie interne qui constitue le condensateur créant le champ électrique, un support dans lequel s'insère un circuit de refroidissement et, enfin, en haut et en bas le bobinage.

Caractéristique du bobinage

Nous allons réaliser la bobine magnétique avec du fil de cuivre de rayon $r = 0,56$ mm, en créant approximativement 2 couches de 14 spires pour chacun des deux bobinages soit au total 56 spires. Les dimensions d'une spire sont alors approximativement de $2a = 70$ mm et $2b = 20$ mm. La longueur du fil de cuivre l est alors de $l \simeq 10$ m plus environ 1 m de fil d'amenée, soit au total environ 11 m. La résistance du bobinage vaut alors 0.2Ω . En se limitant à une puissance maximale de $\mathcal{P} = 50W$, on trouve un courant d'environ 16 A, ce qui correspond à $56 \times 16 \sim 900$ Ampère-tours.

Caractéristique du refroidissement

On a choisi d'utiliser des tuyaux de cuivre de diamètre intérieur $d = 2$ mm et de diamètre extérieur 4 mm. Si on tolère une élévation de température ΔT de $10^\circ C$ pour une puissance de $\mathcal{P} = 50$ W, le débit d'eau Q doit être :

$$Q = \frac{\mathcal{P}}{C\Delta T} = 1,2 \text{ cm}^3/s \quad (\text{VI.19})$$

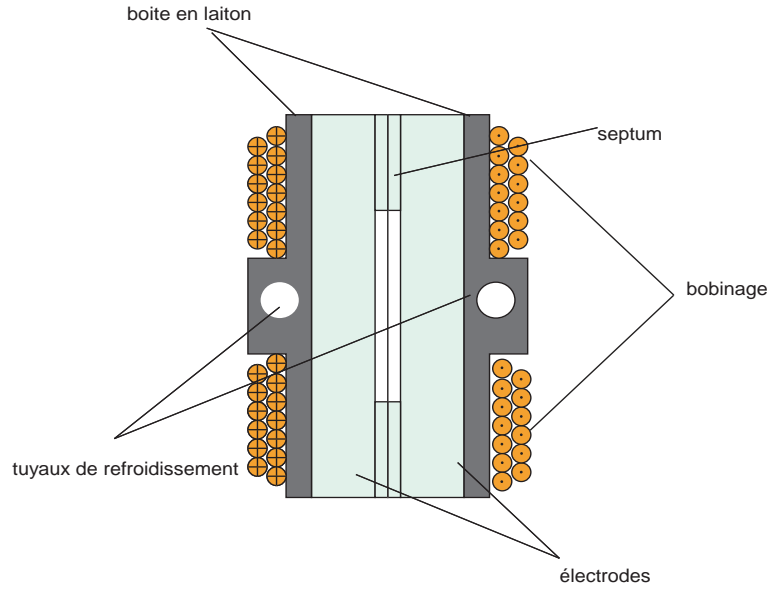


FIG. VI.7 – Shéma de la cellule d'interaction. Au centre est représentée la partie électrique de la cellule avec le septum au milieu. Cette partie est ensuite insérée dans une boîte en laiton refroidie à l'aide de deux tuyaux. Le bobinage est ensuite réalisé sur cette pièce en deux parties : l'une en dessus et l'autre au dessous du plan de l'interféromètre atomique.

où $C = 4.2 \text{ J/cm}^3\text{K}$ est la capacité calorifique de l'eau par unité de volume. La vitesse moyenne d'écoulement de l'eau \mathcal{V}_{ecoul} est alors de

$$\mathcal{V}_{ecoul} = \frac{Q}{\pi d^2/4} = 38 \text{ cm/s} \quad (\text{VI.20})$$

On peut caractériser le caractère turbulent ou laminaire de l'écoulement [308] en fonction de la valeur de $d \times \mathcal{V}_{ecoul}$. Un écoulement laminaire a lieu si $d \times \mathcal{V}_{ecoul} < 20 \text{ cm}^2/\text{s}$, alors que si $d \times \mathcal{V}_{ecoul} > 30 \text{ cm}^2/\text{s}$ l'écoulement devient turbulent. Dans notre cas, $d \times \mathcal{V}_{ecoul} = 7,6 \text{ cm}^2/\text{s}$: l'écoulement est donc laminaire. Dans ce cas, la différence de pression ΔP d'eau nécessaire pour un tube de 1 mètre de longueur n'est que de $\Delta P = 0,03 \text{ bar}$, et l'on pourrait augmenter la différence de pression ΔP jusque vers $0,08 \text{ bar}$, tout en restant dans un régime laminaire. On pourra donc évacuer une puissance de $\mathcal{P} = 50 \text{ W}$ avec un écoulement laminaire qui ne devrait pas induire beaucoup de vibrations. D'autre part, nous avons évalué la conduction thermique de la partie en laiton qui supporte le bobinage et constaté que l'élévation de température devrait être négligeable et ne pas poser de problèmes.

VI.3.3 Ordre de grandeur attendu

Champ électrique :

En appliquant une tension de $\pm 500 \text{ V}$ sur les électrodes massives, il est possible de

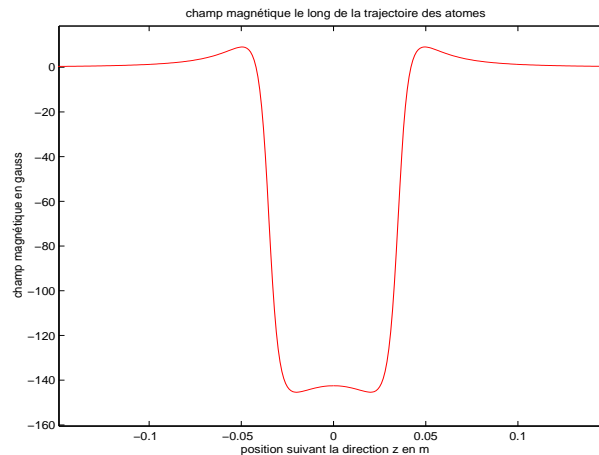


FIG. VI.8 – Simulation du champ magnétique le long de la trajectoire des faisceaux atomiques, créé par une bobine de 56 spires rectangulaires de dimensions $2a = 70$ mm, et $2b = 20$ mm, à travers laquelle circule un courant de 14 A.

réaliser un champ électrique de $\pm 5 \times 10^5$ V/m.

Champ magnétique :

Nous avons calculé le champ magnétique créé par une série de 56 spires jointives de dimensions $2a = 70$ mm et $2b = 20$ mm, pour un courant de 14 A. La figure VI.8 donne l'allure du champ magnétique au niveau des trajectoires atomiques. Celui-ci est environ 0.015 T, pour un courant de 14 A.

Déphasage

Le déphasage auquel on s'attend avec ces valeurs de champs électriques et magnétiques est de :

$$\Delta\phi = 19 \text{ mrad} \quad (\text{VI.21})$$

Ce déphasage est certes faible, mais accessible grâce à la sensibilité de l'interféromètre de Toulouse. Néanmoins, on pourra toujours augmenter légèrement les champs électriques et magnétiques pour obtenir un déphasage proche de 50 mrad, par exemple en pulsant le champ magnétique pendant quelques secondes jusqu'à une valeur de l'ordre de 0.05 T correspondant à un courant de 50 A, ce qui reviendrait à un déphasage de $\Delta\phi = 68$ mrad.

VI.4 Procédure expérimentale

Expérimentalement, la mise en oeuvre de cette expérience demande plusieurs précautions pour éviter des erreurs systématiques :

La première étape est de régler les valeurs des champs électriques seuls. Ainsi, il sera possible d'ajuster les champs de part et d'autre pour éliminer un déphasage de polarisabilité qui compte tenu du champ appliqué peut être important.

La deuxième étape consiste à travailler en champ électrique nul et d'appliquer le champ magnétique. Si l'on constate une perte de visibilité cela signifiera que l'on a créé un léger gradient de champ. Pour l'éliminer on pourra alors placer à l'extérieur de l'enceinte à vide un bobine avec laquelle on compensera cet effet en créant un gradient de signe opposé.

Enfin, ces deux réglages réalisés, on pourra appliquer les champs électriques et magnétiques simultanément. Comme le signe de la phase ϕ_{HMW} dépend du trièdre $(\vec{k}, \vec{E}, \vec{B})$, inverser le sens de l'un des champs sera alors un bon test de la manifestation de cet effet de propagation non réciproque.

B. Interaction atome surface

A plus long terme, nous envisageons de nous intéresser aux interactions des atomes de lithium avec une surface pour étudier l'interaction de van der Waals et la transition vers une interaction Casimir Polder. Dans ce paragraphe, je rappelle brièvement les caractéristiques de ces deux régimes d'interaction, puis je présente le principe d'une mesure interférométrique utilisant comme zone d'interaction un réseau matériel de diffraction. Je décris ensuite l'expérience menée par A. Cronin pour mesurer l'interaction de type van der Waals avec un interféromètre à onde de sodium, pour la comparer ensuite à l'expérience similaire que nous souhaitons mener. Enfin, je cite brièvement les modifications à apporter à cette première expérience pour pouvoir sonder le régime d'interaction Casimir Polder.

VI.5 Echelles de distance de l'interaction atome surface

Lorsqu'un atome est à proximité d'une surface, ses propriétés sont modifiées par rapport au cas où l'atome se trouve dans le vide. On peut distinguer deux régions de l'espace suivant la distance à la paroi, auxquelles sont associées deux régimes d'interaction. La première région s'étend de la paroi à quelques unités atomiques. Dans cette région l'interaction est attractive et de portée inférieure au nanomètre, mais à très petite distance l'interaction devient répulsive. Pour une région comprise entre quelques unités atomiques et quelques longueurs d'onde atomiques, l'interaction est à longue portée. Cette interaction résulte de la modification par la paroi des modes électromagnétiques du vide qui influencent le comportement radiatif de l'atome. Cette interaction est alors décrite comme l'interaction entre un dipôle atomique instantané et son image électrique par la surface, comme illustré sur la figure VI.9. On peut aussi comprendre cette interaction comme l'interaction entre le dipôle et le champ électrique qu'il crée et qui se réfléchit sur la surface. Dans ce cas, si le temps pris par le champ électrique pour effectuer l'aller retour $t_{AR} = 2z/c$ est court devant le temps caractéristique des fluctuations atomiques ω_{res}^{-1} (ω_{res} est la pulsation associée à la première transition de résonance de l'atome), on peut négliger ce temps et faire un calcul dans un régime électrostatique. Au contraire si $\omega_{res}2z/c \geq 1$, on ne peut plus négliger ce temps et il faut tenir compte des phénomènes de propagation. Ainsi, il se distingue encore deux régimes d'interaction :

- Pour une distance z à la surface inférieure à $\lambda/(2\pi)$, on se trouve dans le régime de van der Waals. Le potentiel d'interaction d'un atome dans l'état interne i avec une surface diélectrique s'écrit comme [309] :

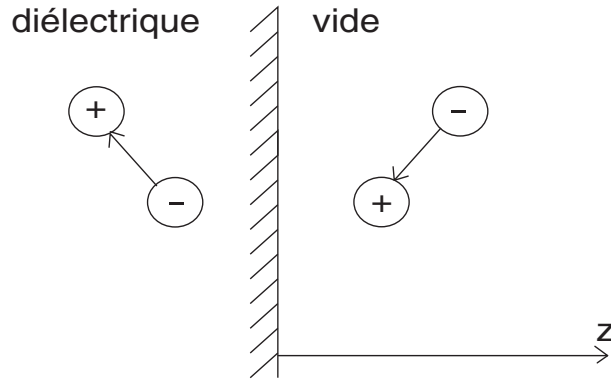


FIG. VI.9 – Image électrique, dans la paroi diélectrique d’un dipôle atomique instantané. L’interaction entre le dipôle et son image est à l’origine de l’interaction de l’atome avec la surface.

$$U_i^{vdW}(z) = -\frac{1}{16z^3} \sum_j \frac{\epsilon(\omega_{ij}) - 1}{\epsilon(\omega_{ij}) + 1} (|D_{ij}|^2 + |D_{z,ij}|^2) \equiv \frac{C_3}{z^3} \quad (\text{VI.22})$$

- où j désigne un niveau excité de l’atome, $\epsilon(\omega_{ij})$ est la permittivité électrique du milieu pour la pulsation ω_{ij} de la résonance $i \rightarrow j$, et D_{ij} et $D_{z,ij}$ les composantes des opérateurs dipolaires électrique \hat{D} et \hat{D}_z sur les états i et j . Le coefficient en $(\epsilon - 1)/(\epsilon + 1)$ traduit le fait que dans le cas d’un milieu diélectrique de permittivité ϵ , le champ électrique créé par le dipôle n’est pas totalement réfléchi par la surface.
- Pour une distance z plus éloignée de la surface $z > \lambda/(2\pi)$, il est nécessaire de prendre en compte les effets relativistes de propagation du champ électrique. H. Casimir et D. Polder ont montré [310] que la prise en compte de ces effets relativistes modifie le terme attractif de l’interaction de van der Waals, et que ces effets de retard deviennent importants pour une distance $z > \lambda/(2\pi)$. Le potentiel d’interaction est alors de la forme :

$$U^{CP}(z) = -\frac{3\hbar c \alpha}{8\pi} \frac{1}{z^4} \equiv \frac{C_4}{z^4} \quad (\text{VI.23})$$

où α est la polarisabilité électrique statique de l’atome.

VI.6 Interaction atome-surface dans le régime de van der Waals

Les interactions atome-surface font l’objet de nombreuses études autant théoriques qu’expérimentales [20, 32, 53, 74, 311–318]. L’étude présentée ici n’étant que préliminaire, la liste des travaux cités est loin d’être exhaustive mais est assez représentative des différentes méthodes expérimentales utilisées pour étudier ces interactions. Ces différentes techniques sont : l’étude de la transmission d’une onde atomique au travers une cavité [311–313];

l'étude de la diffraction par des réseaux matériels [20, 32, 314] ; ou bien encore l'étude de la réflexion d'un atome par un potentiel répulsif [53, 54, 74, 315, 316], ou les pertes d'un piège magnétique [317, 318]. Dans les expériences précédemment citées, seule la modification de l'amplitude de l'onde atomique est étudiée.

L'interférométrie atomique apporte une nouvelle forme de mesure de cette interaction puisqu'elle apporte une mesure directe du potentiel U , et ainsi du déphasage associé :

$$\phi(r) = - \int \frac{U_{int}(z, s)}{v\hbar} ds \quad (\text{VI.24})$$

où U_{int} le potentiel d'interaction, v la vitesse de l'atome, z la distance de la trajectoire atomique à la surface et s l'abscisse curviligne décrivant la trajectoire atomique. L'idée d'une telle mesure est évoquée dès 1988 par l'équipe de D. Pritchard [319], et reprise ensuite lors de l'étude de la transmission de réseau matériel par R. Brulh [320]. L'objectif est alors de caractériser et d'observer comment l'interaction d'un atome avec une surface modifie la phase de l'onde de matière.

VI.6.1 Modification de l'onde atomique à la traversée d'un réseau matériel

Plusieurs expériences de physique atomique ont ainsi commencé à tester les prédictions théoriques de l'interaction atome-surface. Par la suite, je ne m'intéresse qu'au cas particulier de l'interaction d'une onde atomique avec un réseau de diffraction de taille nanométrique ou micrométrique. Un réseau de diffraction se comporte comme un objet complexe qui affecte à la fois l'amplitude et la phase de l'onde transmise. La figure VI.10 illustre le principe. L'interaction de van der Waals de l'atome incident avec les parois du réseau se manifeste par une modification des surfaces d'onde atomique de sorte que le réseau matériel peut être vu comme une succession de lentilles. L'onde transmise par une

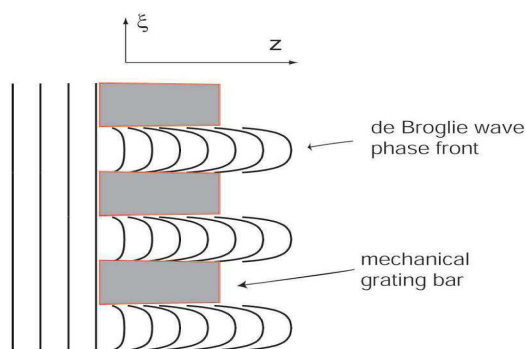


FIG. VI.10 – Figure extraite de [321] illustrant la modification du front d'onde d'une onde plane atomique par un réseau matériel de diffraction. Chaque fente du réseau peut être modélisée, à cause de l'interaction de l'atome avec les parois de la fente, par une lentille.

seule fente du réseau s'écrit sous la forme :

$$\psi(\xi) = \exp \left[-\frac{ieC_3}{\hbar v} \left[\left(\xi - \frac{w}{2} \right)^{-3} + \left(\xi + \frac{w}{2} \right)^{-3} \right] \right] \quad (\text{VI.25})$$

où e est l'épaisseur du réseau, w la largeur de la fente dans la direction ξ .

En considérant désormais la figure de diffraction à plus longue distance, chaque onde diffractée à un ordre de diffraction est modifiée et s'écrit :

$$\psi(\vec{x}) = a_n e^{i\phi_n} e^{i\vec{k}_n \vec{x}} \quad (\text{VI.26})$$

où les amplitudes a_n et les phases ϕ_n dépendent du coefficient C_3 .

VI.6.2 Expérience par interférométrie sur le sodium

La première expérience par interférométrie atomique ayant mesuré la phase liée à l'interaction d'un atome avec une surface est celle menée par l'équipe de A. Cronin en 2005 [33].

L'expérience par interférométrie consiste à mesurer le déphasage induit par la présence d'un réseau matériel sur un des chemins atomiques d'un interféromètre atomique de type Mach Zehnder. Cet interféromètre est décrit en détails dans [34], j'en rappelle ici les principales caractéristiques. Il s'agit d'un jet supersonique de sodium de vitesse 2000 m/s collimaté par deux fentes de largeur 10 μm . L'interféromètre est de type Mach Zehnder réalisé avec l'ordre non diffracté et le premier ordre de diffraction de réseaux matériels de périodes 100 nm séparés d'un mètre. Dans ces conditions, l'angle de diffraction est alors de 80 μrad . Sur un des faisceaux atomiques de l'interféromètre, on place un quatrième réseaux appelé G_4 dont les traits sont perpendiculaires aux traits des réseaux de diffraction constituant l'interféromètre. Celui-ci constitue un réseau de fentes de largeur $w = 50$ nm pour $e = 150$ nm de long. Les atomes passent ainsi à 25 nm des parois. Le dispositif expérimental est décrit sur la figure VI.11 issue de l'article [33].

En enregistrant les signaux d'interférences avec et sans la présence du réseau G_4 une phase de $\phi_0 = 0.3$ rad a pu être détectée. Etant donné que le déphasage dépend du temps que l'atome passe près de la surface, cette phase doit varier en première approximation en $1/v$. Ce comportement a été étudié et les résultats sont présentés sur la figure VI.12 issue de l'article [33]. La valeur déduite de ces mesures du coefficient C_3 d'interaction sodium-silicium est alors de 0.8 u.a.. Cette valeur est proche de l'évaluation que nous avons réalisée dans l'article [322] basée sur les travaux de M. Cole [323].

VI.6.3 Projet de mesure sur le lithium à Toulouse

L'équipe de A. Cronin, spécifie dans l'article [33] qu'ils doivent corriger une importante erreur systématique liée au recouvrement des deux sorties de l'interféromètre ainsi qu'à la présence de faisceaux parasites liés à la diffraction par les réseaux matériels dans des ordres supérieurs à ceux utilisés pour créer l'interféromètre principal : " Systematic phase offsets of $\sim 30\%$ caused by the overlap of the beams $|\alpha\rangle$ and $|\beta\rangle$ and the detected

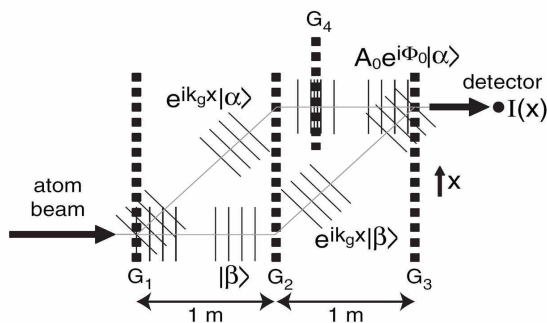


FIG. VI.11 – Schéma de principe de l'interféromètre à onde de sodium réalisé par l'équipe de A. Cronin [33]. La géométrie de Mach Zehnder de l'interféromètre est réalisée à partir de trois réseaux matériels de diffraction G_1 , G_2 , G_3 . Sur un des deux chemins atomiques, on dispose un quatrième réseau, noté G_4 dont les traits sont perpendiculaires à ceux des autres réseaux G_i avec $i < 4$. Lorsque l'onde atomique traverse ce réseau elle accumule un déphasage lié à l'interaction de l'atome avec les parois des fentes du réseau.

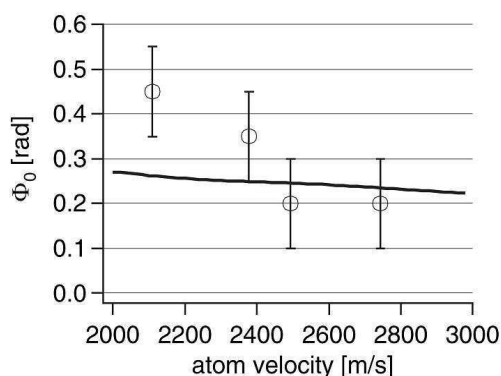


FIG. 4. Phase shift Φ_0 induced by grating G_4 for various atom beam velocities. The phase shift data have been corrected for systematic offsets ($\sim 30\%$) caused by the interference of other diffraction orders and beam overlap in the atom interferometer, and the error bars reflect the uncertainty in the systematic parameters. The solid line is a prediction of the induced phase shift for vdW coefficient $C_3 = 3 \text{ meV nm}^3$, grating thickness 150 nm, and grating open fraction 0.5. The data agree in magnitude with the prediction and reproduce the slight trend of decreasing phase shift with increasing velocity.

FIG. VI.12 – Mesure de phase liée à l'interaction entre des atomes de sodium et la surface d'un réseau pour plusieurs vitesses incidentes. Cette figure est extraite de l'article de A. Cronin et J. D. Perreault [33]

interference of additional diffraction orders generated by G_1 , G_2 , G_3 in the atoms interferometer have been corrected for in Fig" VI.12. Les erreurs liées à la connaissance de ces

faisceaux parasites sont alors prises en compte dans la barre d'erreur figurant sur la figure VI.12.

Grâce à la diffraction par des ondes stationnaires laser dans le régime de Bragg, l'interféromètre de Toulouse ne présente pas de tels faisceaux parasites. Nous souhaitons alors utiliser cet avantage pour réaliser à nouveau cette expérience afin de confirmer la mesure faite sur l'onde de sodium, en collaboration avec l'équipe de A. Cronin.

Dans le cas du lithium, on peut s'attendre à une force d'interaction du même ordre de grandeur puisque le coefficient C_3 dépend de la polarisabilité de l'atome et de la longueur d'onde de sa transition résonnante principale. Or, nous savons que les polarisabilités des atomes de sodium et de lithium sont proches ($\alpha(Li) = 164.1$ u.a. et $\alpha(Na) = 162.6$). D'autre part, les longueurs d'ondes des transitions principales sont du même ordre de grandeur $\lambda(Li) = 671$ nm et $\lambda(Na) = 589$ nm. On peut donc considérer, que la valeur mesurée du coefficient C_3 pour l'interaction de l'atome de sodium avec le réseau matériel est un bon ordre de grandeur pour le coefficient C_3 de l'interaction d'un atome de lithium avec ce même réseau, soit $C_3 \simeq 0.8$ u.a. [33].

De plus, les atomes de lithium sont plus lents que ceux de sodium $v_{Li} \simeq 1000$ m/s. Ainsi, avec le même dispositif que pour l'expérience sur le sodium, nous devrions mesurer un déphasage deux fois plus important, de l'ordre de $\phi_0 \sim 0.6$ rad. D'autre part, nous pouvons aussi régler la vitesse des atomes de lithium entre 700 et 3000 m/s et donc faire une étude analogue mais plus étendue de la dépendance en vitesse du déphasage.

VI.7 Proposition pour l'étude de la transition de VdW vers CP

Par une méthode identique, nous pourrions mesurer la transition entre une interaction de type van der Waals à courte distance et l'interaction à longue distance de type Casimir.

Pour cela il est nécessaire d'adapter les dimensions du réseau. Par exemple, si on souhaite sonder l'interaction atome surface à une distance de l'ordre de $w/2 = 500$ nm, il est nécessaire d'augmenter d'un facteur 20^3 l'épaisseur du réseau pour observer le même déphasage dans le régime de van der Waals. Si l'on souhaite étudier le régime de Casimir Polder, il faudra encore plus augmenter l'épaisseur du réseau pour compenser la décroissance de potentiel. Si on admet que la phase minimale que l'on peut détecter avec l'interféromètre atomique de Toulouse est de 10 mrad, une largeur de fente de $w/2 = 500$ nm correspond à une épaisseur de 65 μ m. Le problème est alors d'étudier la propagation d'une onde atomique à travers un canal de 500 nm de large et de 65 μ m de long, dont les parois sont absorbantes, c'est à dire que les atomes peuvent se coller à la paroi ou être diffusés de manière incohérente, ce qui aura les mêmes conséquences expérimentales. Ce problème n'est pas simple et nécessitera une étude approfondie. Cependant, même si cette structure amène à une atténuation du faisceau atomique, elle présente l'avantage de sélectionner les atomes qui passent exactement au milieu de la structure et permet ainsi de connaître avec précision la distance du faisceau atomique aux parois.

C. Conclusions

Dans ce chapitre j'ai présenté une étude de la mise en évidence d'un effet de propagation non réciproque d'atomes dans des champs électrique et magnétique croisés. Pour cela j'ai proposé une géométrie adaptée à l'interférométrie atomique dans le cas d'interféromètres à bras séparés. Nous avons vu que le déphasage à mesurer dépend des amplitudes des champs électrique et magnétique, et que pour pouvoir l'observer, il est nécessaire de créer des champs électromagnétiques d'intensités assez élevées. J'ai alors présenté une proposition de réalisation pratique de la cellule d'interaction. Nous avons vu que la réalisation d'un champ électrique de quelques 10^5 V/m ne devrait pas poser trop de problèmes, en utilisant un montage similaire à celui réalisé pour la mesure de la polarisabilité, et en l'optimisant légèrement. Par contre la réalisation du champ magnétique est plus délicate à cause des contraintes de ne pas perturber la diffraction atomique et de ne pas créer de forts gradients transverses. Le dispositif proposé permet d'atteindre un champ magnétique sous vide de l'ordre de 0.02 T. Dans cette configuration le déphasage attendu est d'une vingtaine de milliradians. Ce déphasage est accessible grâce à la sensibilité de l'interféromètre de Toulouse. Enfin, j'ai décrit quelques éléments de la procédure expérimentale à suivre pour diminuer au maximum les erreurs systématiques. Cette expérience est quasiment prête à être installée dans l'interféromètre. Nous envisageons de la réaliser directement après la fin des mesures d'indice de réfraction des gaz.

Dans un deuxième temps, j'ai présenté un autre type d'expérience concernant l'étude de l'interaction de l'atome de lithium avec des surfaces. Nous envisageons dans un premier temps, d'étudier l'interaction de van der Waals en insérant un réseau matériel de diffraction sur un des faisceaux atomiques. Dans un deuxième temps, nous pensons réitérer l'expérience précédente pour étudier l'interaction atome-surface à plus longue distance de sorte à observer les effets de retard relativistes, c'est à dire l'interaction dans le régime des forces de Casimir. Dans ce cas, le potentiel d'interaction est plus faible, et ceci imposera d'adapter la géométrie de la zone d'interaction.

Chapitre VII

CONCLUSION

Cette thèse décrit des travaux de recherche réalisés au LCAR dans le domaine de l'interférométrie atomique depuis 2003. Ces travaux sont essentiellement expérimentaux même si nous avons aussi cherché à améliorer notre compréhension théorique du fonctionnement de l'interféromètre. Les principaux résultats consistent en deux mesures par interférométrie atomique, une mesure de précision de la polarisabilité électrique de l'atome de lithium et une série de mesures de l'indice de réfraction de gaz rares pour une onde de lithium.

L'interféromètre atomique de Toulouse est un interféromètre de Mach Zehnder, fonctionnant avec des atomes de lithium aux énergies thermiques. Les faisceaux atomiques sont manipulés par diffraction élastique dans le régime de Bragg sur des ondes stationnaires laser quasi-résonnantes avec la première transition de résonance à 671 nm du lithium. Nous avons observé de très beaux signaux d'interférences, puisque les franges d'interférences présentent de manière générale une visibilité supérieure à 60% et allant jusqu'à 84.5% et le flux moyen détecté est compris entre 20000 et 100000 atomes par seconde, suivant les réglages de l'appareil.

Ces signaux expérimentaux ont permis de réaliser deux mesures de précision. Le principe d'une mesure est d'appliquer une perturbation sur un seul des deux faisceaux atomiques et de mesurer les effets induits sur les franges d'interférence. La première mesure consiste en l'application d'un champ électrique et le seul effet induit est un déphasage de l'onde qui traverse le champ électrique. La mesure de ce déphasage permet la mesure de la polarisabilité électrique de l'atome de lithium dans son état fondamental et nous avons pu ainsi améliorer d'un facteur 3 la précision de la précédente mesure de cette quantité. La deuxième mesure consiste à placer une cellule de gaz sur un seul des faisceaux atomiques, ce qui induit à la fois un déphasage et une atténuation de l'onde qui traverse le gaz et nous avons ainsi déterminé les parties réelle et imaginaire de l'indice de réfraction de plusieurs gaz pour une onde de lithium atomique. De plus, en variant la longueur d'onde de l'onde de lithium, nous avons pu mettre en évidence dans ce cas le phénomène d'oscillation de gloire.

Cette thèse est composée de deux grandes parties, la première consacrée à l'étude et à la caractérisation du fonctionnement de l'interféromètre et la seconde dédiée à l'utilisation de l'interféromètre en tant qu'appareil de mesure.

Fonctionnement de l'interféromètre

Les trois premiers chapitres sont consacrés à la description du fonctionnement de l'interféromètre. Après avoir présenté le dispositif expérimental, j'ai présenté les éléments nécessaires pour comprendre les parties essentielles de ce montage : la source du jet atomique, le processus de diffraction et le système de détection.

Nous avons étudié plus particulièrement le processus de diffraction d'une onde atomique de lithium par une onde stationnaire laser et nous avons utilisé une modélisation numérique de ce processus pour estimer l'importance de phénomènes adiabatiques lorsque la condition de Bragg n'est pas satisfaite ainsi que le caractère sélectif de la diffraction en vitesse et en angle d'incidence. Cette étude a permis de modéliser le fonctionnement de l'interféromètre dans des conditions très proches de la réalité, ce qui n'avait pas encore été fait dans notre équipe.

L'étude de la visibilité des signaux d'interférences en fonction de l'ordre de diffraction utilisé nous a permis de mettre en évidence que cette perte de visibilité est essentiellement due à un bruit de phase. La forte sensibilité aux effets inertiels des interféromètres atomiques est bien connue et le montage est soumis à des vibrations mécaniques qui ne sont pas négligeables. Nous avons développé une modélisation du bruit de phase de l'interféromètre produit par les vibrations mécaniques de son support et nous avons montré ainsi que le bruit de phase de notre interféromètre est dominé par les vibrations de basse fréquence dans lesquelles les deux extrémités de la barre portant les miroirs des ondes stationnaires vibrent en opposition de phase : ces vibrations entraînent un bruit de phase par effet Sagnac. Nous pensons pouvoir réduire fortement ces vibrations et ce bruit de phase, ce qui améliorera fortement la visibilité des franges d'interférence, tout spécialement quand on utilise des ordres de diffraction supérieurs à l'ordre $p = 1$.

Mesures par interférométrie atomique

Les deux mesures décrites dans cette thèse ne sont possibles que parce que notre interféromètre de Mach-Zehnder permet de séparer physiquement les deux faisceaux atomiques au cours de leur propagation avant de les recombiner. Il y a très peu d'interféromètres atomiques permettant de séparer les faisceaux et c'est pourquoi les mesures décrites dans cette thèse sont parmi les premières de ce type, l'équipe de D. Pritchard étant la seule à nous avoir devancé.

Mesure de la polarisabilité électrique de l'atome de lithium par interférométrie atomique :

La mesure de la polarisabilité électrique d'un atome illustre très bien l'apport de l'interférométrie atomique aux mesures de précision. En effet, les mesures par spectroscopie laser permettent de mesurer seulement des différences de polarisabilité. Les mesures par déflexion électrostatique ont une précision limitée, en particulier parce qu'il est très difficile de calibrer très précisément un champ électrique inhomogène

L'interférométrie atomique permet de mesurer la polarisabilité d'un atome dans son état fondamental avec une excellente précision. La difficulté d'une telle expérience réside en l'application d'un champ électrique sur un seul des faisceaux atomiques d'un interféromètre

ce qui signifie qu'une électrode doit s'insérer entre les deux faisceaux atomiques distants de seulement 90 μm . Le condensateur électrique nécessaire pour appliquer un champ électrique sur un seul des faisceaux atomiques a donc été construit avec le plus grand soin. Tout comme l'équipe de D. Pritchard, nous avons créé des électrodes de garde de sorte à maîtriser les champs de fuite mais, en mettant ces électrodes de garde dans le même plan que l'électrode à la haute tension, nous avons pu effectuer un calcul analytique du champ électrique. Grâce à la géométrie du condensateur et à l'attention portée à sa construction, l'incertitude résultant de l'imparfaite connaissance du champ électrique n'est que de 0.35%.

La qualité des signaux d'interférences a permis de mesurer le déphasage induit par le champ électrique avec une précision de 0.07%, en réalisant 22 points de mesure avec un temps d'acquisition de quelques minutes par point. Notre mesure de phase a un bruit de quelques milliradians seulement et la limitation principale de la mesure du déphasage est liée à de petits sauts de phase entre interférogrammes enregistrés en l'absence de champ électrique.

Pour déterminer la polarisabilité électrique de l'atome de lithium à partir du déphasage mesuré par interférométrie atomique, il est nécessaire de connaître la vitesse moyenne des atomes de lithium. Nous avons réalisé cette mesure par diffraction de l'onde atomique et par effet Doppler. Ces deux mesures sont cohérentes entre elles et en bon accord avec la valeur déduite de la théorie des jets supersoniques. L'incertitude de cette mesure est de 0.54%. Il s'agit là de la principale source d'erreur de la mesure de polarisabilité électrique de l'atome de lithium présentée ici et il ne semble pas possible de la réduire fortement par des mesures plus précises de la vitesse : la sélectivité en vitesse atomique de la diffraction de Bragg rend l'interféromètre sélectif en vitesse et la distribution de vitesse des atomes contribuant au signal interférométrique peut donc être légèrement différente de la distribution des atomes entrant dans l'interféromètre.

Notre valeur de la polarisabilité électrique de l'atome de lithium dans son état fondamental est donnée par :

$$\alpha_{Li} = (24,34 \pm 0.16) \times 10^{-30} \text{ m}^3 = 164.27 \pm 1.1 \text{ u.a.} \quad (\text{VII.1})$$

Cette première mesure par interférométrie atomique de la polarisabilité électrique du lithium a donc une incertitude relative égale à 0.66%. Notre mesure est en excellent accord avec la mesure réalisée par B. Bederson en 1974, qui est la plus récente et la plus précise, et nous en améliorons la précision par un facteur 3. Notre mesure est en très bon accord avec les calculs *ab initio* les plus précis de Kassimi et Thakkar ($\alpha_{Li} = 164.2 \pm 0.1 \text{ u.a.}$), de Yan et Drake ($\alpha_{Li} = 164.111 \pm 0.002 \text{ u.a.}$) et de Derevianko ($\alpha_{Li} = 164.0 \pm 0.1 \text{ u.a.}$). Seul le calcul de Derevianko prend en compte les effets relativistes et aucun calcul ne tient compte de la masse finie du noyau. Pour discriminer entre ces différents calculs, il nous faut réduire notre barre d'erreur d'un facteur 10. Cet objectif semble réalisable puisque notre erreur principale ne provient pas de la mesure du déphasage mais de la mesure de vitesse.

Mesure de l'indice de réfraction de gaz rares pour une onde atomique :

Lorsqu'une onde traverse un milieu, celui-ci affecte sa propagation en atténuant et déphasant l'onde transmise, ce qui peut se traduire par un indice de réfraction complexe n dont la partie réelle explique le déphasage de l'onde transmise et la partie imaginaire la

modification de l'amplitude. Cette notion d'indice est entièrement transposable pour les ondes de matière et la partie imaginaire est accessible depuis très longtemps par la mesure de l'atténuation d'un faisceau atomique traversant du gaz : en général, on ne parlait pas d'indice mais de mesure de section efficace totale de collision. L'interférométrie atomique permet d'enrichir les mesures précédentes puisque, en plus de la partie imaginaire de l'indice, les interféromètres atomiques permettent de mesurer sa partie réelle inaccessible autrement. Cette mesure permet alors de nouveaux tests des potentiels d'interaction entre atomes.

Cette expérience nécessite une cellule d'interaction assez complexe qui doit permettre à la fois la transmission totale de l'onde atomique en l'absence de gaz et permettre de créer une densité de gaz beaucoup plus élevée à l'intérieur de la cellule que dans le reste de l'interféromètre. La description de la mesure réalisée à Toulouse fait l'objet du chapitre V de cette thèse. Nous avons construit une cellule de gaz qui permet de maintenir une pression de quelques 10^{-4} millibars sur un seul des deux faisceaux atomiques dans une enceinte où règne une pression résiduelle de quelques 10^{-7} millibars. La pression est mesurée de manière précise par une jauge à déformation de membrane, ce qui permet de connaître la densité moyenne à l'intérieur de la cellule avec une précision de 1 à 3%. Par un calcul des conductances à l'entrée et à la sortie de la cellule, nous avons déterminé la longueur d'interaction de l'onde de lithium avec le gaz contenu dans la cellule avec une précision de 1.5%.

Nous avons mesuré l'atténuation et le déphasage des signaux d'interférences correspondant à l'introduction d'argon, de krypton et de xénon dans la cellule. Dans chaque cas, nous avons réalisé une dizaine de points de mesures correspondant à différentes densités de gaz. Nous avons alors vérifié la dépendance linéaire de $(n - 1)$ avec la densité du gaz. Les déphasages mesurés sont compris entre quelques dizaines de milliradians et 1.5 rad et la précision de mesure de ces déphasages est de l'ordre de quelques pourcents. L'atténuation est calculée à partir de l'intensité moyenne et de la visibilité des signaux d'interférences avec une précision moyenne de 2%. Les parties réelles et imaginaires de l'indice de réfraction sont alors mesurées avec une précision globale moyenne respectivement de 6% et de 3%. Une mesure du rapport $\rho = Re(n - 1)/Im(n - 1)$ est obtenue avec une précision de 5%.

Nous avons effectué des mesures pour plusieurs longueurs d'onde de l'onde de lithium. Pour cela, nous avons réalisé un jet supersonique de lithium ensemencé dans un mélange de gaz. En faisant varier la composition de ce mélange, nous pouvons changer la vitesse moyenne du jet atomique de lithium et ainsi sa longueur d'onde. Pour chaque mélange, nous avons mesuré la vitesse moyenne du jet atomique en utilisant la diffraction de l'onde de lithium par une onde stationnaire, et les valeurs mesurées sont en bon accord avec celles prédites par la théorie des jets supersoniques. De cette manière nous avons fait varier la longueur d'onde de l'onde de lithium de 35 pm à 68 pm et mis en évidence le phénomène d'oscillations de gloire sur les parties réelle et imaginaire de l'indice de réfraction ainsi que sur leur rapport ρ en fonction de la longueur d'onde incidente.

Les oscillations de gloire de la partie imaginaire de l'indice ont déjà été observées expérimentalement par des techniques de mesure de section efficace totale de collision. Les expériences relatives au système lithium gaz rares les plus précises ont été réalisées en

1972 par l'équipe de L. Wharton. Pour déterminer à partir de nos mesures d'atténuation la section efficace de collision, une bonne connaissance de la densité de gaz est nécessaire. Le bon accord entre nos mesures de section efficace et celles de L. Wharton permet de conclure que notre méthode de détermination de la densité de gaz avec laquelle l'onde de lithium interagit est bonne. Ceci confirme la qualité de nos mesures des parties réelle et imaginaire de $(n - 1)$ et nous soulignons ce point car l'équipe de D. Pritchard n'a jusqu'ici mesuré que le rapport $\rho = Re(n - 1)/Im(n - 1)$ car cette mesure peut être faite sans une mesure absolue de la densité du gaz.

Nous avons comparé nos mesures du rapport ρ avec les calculs théoriques disponibles. L'accord entre les points expérimentaux est bon. Notre barre d'erreur est certes encore importante mais déjà un peu meilleure que celles des mesures précédentes de l'équipe de D. Pritchard qui chiffre leur précision moyenne sur cette quantité à 9%. Les mesures de cette équipe sont les uniques mesures d'indice de réfraction pour des ondes de matières antérieures aux nôtres. Elles sont en bon accord qualitatif avec les prévisions théoriques mais un accord quantitatif n'a pu être trouvé malgré deux séries de mesures. Nos résultats sont donc très encourageants et nous espérons pouvoir compléter nos mesures, notamment pour des longueurs d'onde plus faibles, pour tester si l'accord actuel entre nos mesures et les prévisions théoriques perdure ou si, comme l'équipe de D. Pritchard, nous observons des écarts significatifs.

La limitation actuelle de nos mesures provient essentiellement de la cellule d'interaction. En effet, à mesure que la longueur d'onde de l'onde de lithium diminue, la séparation entre les deux chemins de l'interféromètre diminue aussi. Il devient alors difficile d'insérer une séparation matérielle entre les deux faisceaux atomiques sans affecter la qualité des signaux d'interférences. Pour résoudre ce problème, une nouvelle cellule de gaz est en cours de construction et devrait résoudre cette difficulté.

Perspectives

Ces premières mesures par interférométrie atomique permettent d'envisager de nouvelles expériences. Le chapitre VI est dédié à décrire deux d'entre elles.

Il s'agit dans un premier temps de mettre en évidence un effet de propagation non réciproque des atomes dans des champs magnétique et électrique croisés. Cet effet fait partie de la famille des effets topologiques et n'a pas encore été observé expérimentalement. En utilisant notre savoir faire sur la réalisation de cellules d'interaction, il nous semble possible de réaliser une géométrie adaptée à une mesure interférométrique. Nous avons conçu une cellule permettant l'application d'un champ électrique de 5×10^5 V/m et d'un champ magnétique de 0.025 T permettant de créer un déphasage de l'ordre d'une vingtaine de milliradians. Avec une procédure de mesure adaptée, il nous semble possible de mesurer cette phase avec une bonne précision sur notre interféromètre atomique.

L'autre expérience envisagée est une étude de l'interaction de l'onde atomique de lithium avec une surface. Dans un premier temps, il est possible, en insérant un réseau matériel sur un des deux faisceaux atomiques dans l'interféromètre d'étudier l'interaction de van der Waals des atomes de lithium avec ce réseau. Une telle expérience a été réalisée en 2005 par A. Cronin. Dans un deuxième temps, nous envisageons de modifier les paramètres expérimentaux de cette expérience de sorte à pouvoir étudier l'interaction atome

surface, à plus longue distance, quand les effets de retard relativistes sont importants, c'est à dire dans le domaine des forces de Casimir : l'interaction décroissant rapidement avec la distance atome-surface, ceci pose évidemment un problème de sensibilité et nous devons absolument optimiser la géométrie d'interaction.

Nous avons montré dans cette thèse deux exemples de mesures par interférométrie atomique. Ces expériences restent difficiles à cause de la complexité du montage mais il nous semble clair que nous n'avons absolument pas atteint les limites fondamentales de cette technique. De plus, un montage amélioré avec un jet atomique ralenti et intensifié par forces radiatives (et peut-être dans un avenir plus lointain un laser à atomes) devrait permettre d'accroître la sensibilité de manière considérable. Les perspectives ouvertes à l'interférométrie atomique sont donc passionnantes...

Annexe A

L'ATOME DE LITHIUM

Cette annexe rassemble quelques données numériques relatives à l'atome de lithium. L'atome de lithium est présent à l'état naturel sous la forme de deux isotopes. L'isotope majoritaire est le ${}^7\text{Li}$ dont l'abondance est de 92.41% alors que l'autre isotope le ${}^6\text{Li}$ n'est présent qu'à hauteur de 7.59%.

Comme tous les alcalins, l'atome de lithium est un atome paramagnétique avec un état fondamental ${}^2S_{1/2}$. Pour l'isotope 7, le spin nucléaire vaut $I = 3/2$ et vaut $I = 1/2$ pour l'isotope 6. La figure A.1 représente la structure énergétique des premiers niveaux pour chacun des isotopes. Le tableau A.1 issu de la référence [324] indique les nombres d'ondes des centres de gravité des raies D_1 et D_2 pour les deux isotopes.

Les quantités importantes sont la pulsation de recul de l'atome de lithium, le dipôle de transition de la transition de résonance. Ces données sont répertoriées dans le tableau A.2 pour les deux isotopes du lithium.

Raie	${}^7\text{Li}(D_1)$	${}^7\text{Li}(D_2)$	${}^6\text{Li}(D_1)$	${}^6\text{Li}(D_2)$
$\sigma(\text{cm}^{-1})$	14903.648130 (14)	14903.983468(14)	14903.296792(23)	14903.632116(18)

TAB. A.1 – Nombres d'onde σ des centres de gravité des transitions D_1 et D_2 des deux isotopes du lithium, tirés de la référence [324]. Les incertitudes rapportées traduisent un intervalle de confiance de 95%.

Quantité	Notation	${}^7\text{Li}$	${}^6\text{Li}$
Abondance naturelle (%)		92.4	7.6
masse de l'atome (u.a.)	m	7.016004	6.01522
spin nucléaire	I	3/2	1/2
écartement hyperfin du ${}^2S_{1/2}$ (MHz)	$\Delta\nu_{HFS}$	803.5	228.2
pulsation de recul (kHz)	$\omega_{rec}/(2\pi)$	63.109	73.604
dipole de transition ${}^2S - {}^2P$ (C.m)	d_{SP}	3.45×10^{-29}	3.45×10^{-29}
largeur naturelle (MHz)	$\Gamma/(2\pi)$	5.872	5.872

TAB. A.2 – Valeurs numériques concernant l'atome de lithium. Les pulsations de reculs du ${}^7\text{Li}$ et ${}^6\text{Li}$ sont respectivement calculées pour les transition D_2 et D_1 .

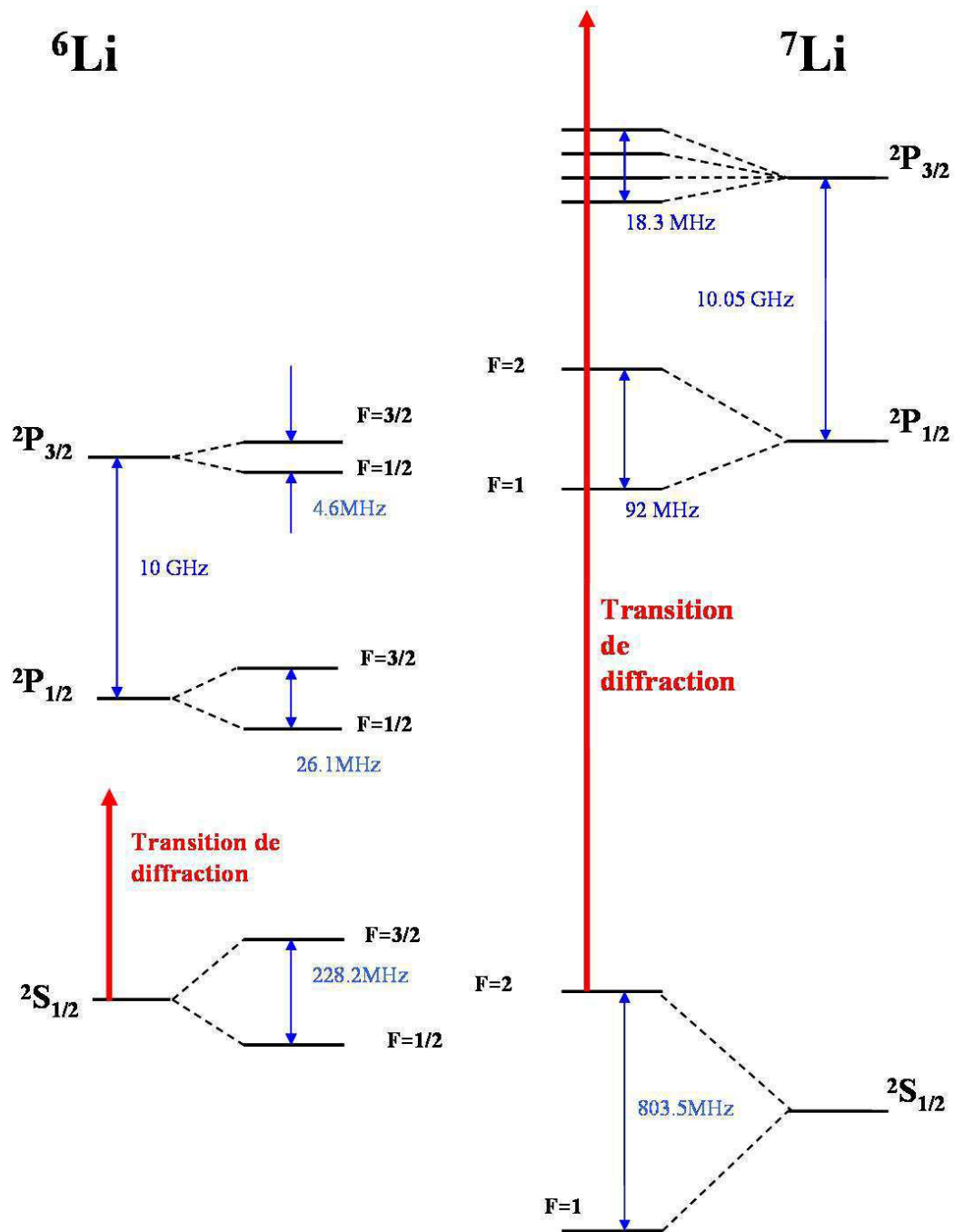


FIG. A.1 – Structure énergétique des premiers niveaux des deux isotopes du lithium [22].

Annexe B

DYNAMIQUE DU BANC DE L'INTERFÉROMÈTRE

Dans cette annexe on se propose de déterminer la dynamique du banc de l'interféromètre. Le banc de l'interféromètre est décrit comme un objet élastique de longueur $2L$ dans la direction \vec{z} , qui peut vibrer uniquement selon la direction \vec{x} . Ce banc est réalisé dans un matériau de densité ρ et de module d'Young E . La section dans le plan (\vec{x}, \vec{y}) est supposée invariante suivant la direction \vec{z} , et se caractérise par une aire $A = \int dx dy$ et un moment d'inertie $I_y = \int x^2 dx dy$.

B.1 Equations du mouvement

Dans un référentiel galiléen, le mouvement de la ligne neutre de la barre est repéré par la position $X(z, t)$. Selon la théorie de l'élasticité, cette position vérifie l'équation :

$$\rho A \frac{\partial^2 X}{\partial t^2} = -EI_y \frac{\partial^4 X}{\partial z^4} \quad (\text{B.1})$$

La barre est couplée au laboratoire par des forces et des couples exercés par les supports en $z = \epsilon L$ avec $\epsilon = \pm 1$. ($\epsilon = +1, -1$ désigne les deux extrémités de la barre à $z = \epsilon L$). Plus précisément, la composante suivant x de la force $F_{x\epsilon}$ et la composante suivant y des couples $M_{y\epsilon}$ sont reliées respectivement à la dérivée troisième et seconde de la position $X(z, t)$ par rapport à z :

$$F_{x\epsilon} = -\epsilon EI_y \frac{\partial^3 X}{\partial z^3} (z = \epsilon L) \quad (\text{B.2})$$

$$M_{y\epsilon} = -\epsilon EI_y \frac{\partial^2 X}{\partial z^2} (z = \epsilon L) \quad (\text{B.3})$$

Ces couples et forces dépendent du système de suspension du banc. On suppose que les couples sont nuls et qu'uniquement une force s'applique sur la barre. Nous la supposerons, dans ce modèle, de la forme :

$$F_{x\epsilon} = -K_\epsilon [X(\epsilon L, t) - x_\epsilon(t)] - \mu_\epsilon \frac{\partial [X(\epsilon L, t) - x_\epsilon(t)]}{\partial t} \quad (\text{B.4})$$

où $x_\epsilon(t)$ représente les vibrations du support. Les constantes K_ϵ sont des constantes de raideur qui traduisent une force élastique proportionnelle au déplacement relatif. Les coefficients μ_ϵ sont des coefficients d'amortissements rendant compte d'une force d'amortissement proportionnelle à la vitesse relative du banc par rapport au support.

B.2 Solutions des équations

Pour résoudre l'équation B.1, on introduit les transformées de Fourier $X(z, \omega)$ et $x_\epsilon(\omega)$ des positions $X(z, t)$ et $x_\epsilon(t)$. Dans ce cas, la solution générale de l'équation B.1 est de la forme :

$$X(z, \omega) = a \sin(\kappa z) + b \cos(\kappa z) + c \sinh(\kappa z) + d \cosh(\kappa z) \quad (\text{B.5})$$

où a, b, c, d , sont quatre coefficients dépendant de la pulsation ω décrivant l'amplitude du mouvement suivant z de la position $X(z, \omega)$. Les paramètres κ et ω sont liés par l'équation B.1, qui donne :

$$\rho A \omega^2 = EI_y \kappa^4 \quad (\text{B.6})$$

En utilisant l'hypothèse que M_{y_ϵ} est nul aux extrémités de la barre, on peut relier les coefficients a et b aux coefficients c et d :

$$c = a \sin(\kappa L) / \sinh(\kappa L) \quad (\text{B.7})$$

$$d = b \cos(\kappa L) / \cosh(\kappa L) \quad (\text{B.8})$$

Ainsi, dans les équations qui suivent nous ne considérerons que les coefficients a et b . En utilisant les équations B.2 et B.4, nous pouvons relier les coefficients a et b à la position $x_\epsilon(\omega)$:

$$\alpha_\epsilon a + \epsilon \beta_\epsilon b = \epsilon \gamma_\epsilon x_\epsilon(\omega) \quad (\text{B.9})$$

avec

$$\alpha_\epsilon = [\cosh(\kappa L) \sin(\kappa L) - \sinh(\kappa L) \cos(\kappa L)] \cosh(\kappa L) \quad (\text{B.10})$$

$$- 2(\kappa L) \cosh(\kappa L) \sinh(\kappa L) \sin(\kappa L) R_\epsilon^{-1} \quad (\text{B.11})$$

$$\beta_\epsilon = [\cosh(\kappa L) \sin(\kappa L) + \sinh(\kappa L) \cos(\kappa L)] \sinh(\kappa L) \quad (\text{B.12})$$

$$- 2(\kappa L) \cosh(\kappa L) \sinh(\kappa L) \cos(\kappa L) R_\epsilon^{-1} \quad (\text{B.13})$$

$$\gamma_\epsilon = -(\kappa L) \cosh(\kappa L) \sinh(\kappa L) R_\epsilon^{-1} \quad (\text{B.14})$$

où

$$R_\epsilon = \frac{\rho A L \omega^2}{(K_\epsilon - i \mu_\epsilon \omega)} \quad (\text{B.15})$$

Les constantes K_ϵ et μ_ϵ , sont en toute rigueur différentes aux deux extrémités de la barre, mais nous les supposons dans ce modèle égales : $K = K_{+1} = K_{-1}$ et $\mu = \mu_{+1} = \mu_{-1}$. La première hypothèse suppose que les deux mouvements pendulaires décrits plus loin sont découplés et la deuxième hypothèse rend ces résonances très étroites.

Le coefficient R est alors indépendant de ϵ et s'exprime en fonction de la pulsation $\omega_{osc} = \sqrt{K/(\rho A L)}$ et de $Q_{osc} = \rho A L \omega_{osc} / \mu$:

$$R = \frac{\omega^2}{\left[\omega_{osc}^2 - i \frac{\omega \omega_{osc}}{Q_{osc}} \right]} \quad (\text{B.16})$$

Les coefficients a et b sont alors, comme les coefficients α, β et γ , indépendants de ϵ et s'expriment dans ce cas comme :

$$a = \gamma(x_+ - x_-)/(2\alpha) \quad (\text{B.17})$$

$$b = \gamma(x_+ + x_-)/(2\beta) \quad (\text{B.18})$$

Dans le régime des basses fréquences $\kappa L \ll 1$, on peut développer les expressions de α , β et γ en puissance de κL et nous obtenons :

$$a = \frac{(x_+ - x_-)}{4\kappa L} \times \frac{3}{3 - R} \quad (\text{B.19})$$

$$b = \frac{(x_+ + x_-)}{4(R - 1)} \quad (\text{B.20})$$

Il apparaît alors deux résonances, l'une à $\omega = \omega_{osc}$ pour b et l'autre à $\omega = \omega_{osc}\sqrt{3}$ pour a . Nous appellerons ces résonances des résonances pendulaires car elles correspondent aux oscillations d'un pendule élastique. La fréquence la plus basse apparaît sur l'amplitude du coefficient b et décrit l'oscillation en phase des deux extrémités de la barre à une fréquence de $\omega = \omega_{osc} = \sqrt{K/(\rho AL)}$. La deuxième résonance, qui apparaît sur l'amplitude a , décrit le mouvement de rotation de la barre autour de son centre à une fréquence de $\omega_{rot} = \omega_{osc}\sqrt{3}$. Si les deux constantes K_ϵ ne sont pas égales, ces deux mouvements sont couplés et les fréquences sont alors modifiées.

Pour des fréquences plus élevées, il n'est plus possible d'approximer les fonctions trigonométriques et hyperboliques, et nous rentrons dans un régime où apparaissent des résonances de flexion de la barre. En général, le terme de couplage due à la force $F_{x\epsilon}$ modifie très peu ces résonances par rapport à celles de la barre isolée. Dans cette limite, nous pouvons calculer ces résonances de flexion en cherchant une solution non nulle aux équations de mouvement en supposant que les forces appliquées sont nulles. Dans ces conditions on trouve une infinité de solutions données par l'équation :

$$\kappa_n L = (2n + 3)\frac{\pi}{4} + (-1)^n \exp[-(2n + 3)\pi/2] \quad (\text{B.21})$$

où n est un entier. Le mode de vibration est alors décrit par l'équation B.5 où $a=c=0$ si n est pair et $b=d=0$ si n est impair. Les pulsations de résonances ω_n correspondantes sont données par l'équation B.6.

Les fréquences de résonances correspondant à un mouvement de flexion ne sont, a priori pas reliées aux fréquences de résonances pendulaires pour une barre sur laquelle ne s'appliquent pas de forces. Cependant, pour une barre suffisamment rigide, ($EI_y/(\rho AL)$ grand), et une constante de raideur K faible, les fréquences de résonance de flexion sont très supérieures à celles correspondant à l'oscillation pendulaire de la barre.

B.3 Facteurs de qualité

Nous avons calculé les facteurs de qualité correspondant à ces résonances. Pour une résonance isolée, le facteur de qualité s'exprime à partir de l'énergie totale E_{tot} et de l'énergie dissipée par les forces de friction pendant une période de vibration ΔE :

$$Q = \frac{2\pi E_{tot}}{\Delta E} \quad (\text{B.22})$$

L'énergie emmagasinée par la barre est son énergie cinétique maximale, lorsque tous les points bougent en phase. A résonance, on peut considérer que les coefficients a et b sont réels et que seulement un seul est non nul.

L'énergie cinétique s'exprime par :

$$E_c = \frac{1}{2} \int_{-L}^L \rho A \left[\frac{\partial X(z,t)}{\partial t} \right]^2 dz \quad (\text{B.23})$$

avec comme valeur maximale :

$$\begin{aligned} E_{tot} &= \frac{1}{2} \int_{-L}^L \rho A \omega^2 \left[a \sin(\kappa z) \left[1 + \frac{\sin(\kappa L)}{\sinh(\kappa L)} \right] + b \cos(\kappa z) \left[1 + \frac{\cos(\kappa L)}{\cosh(\kappa L)} \right] \right]^2 dz \quad (\text{B.24}) \\ &= \frac{1}{2} \rho A \omega^2 \times \\ &\quad \left[a^2 \left[L - \frac{\sin(2\kappa L)}{2\kappa} \right] \left[1 + \frac{\sin(\kappa L)}{\sinh(\kappa L)} \right]^2 + b^2 \left[L + \frac{\sin(2\kappa L)}{2\kappa} \right] \left[1 + \frac{\cos(\kappa L)}{\cosh(\kappa L)} \right]^2 \right] \end{aligned}$$

L'énergie dissipée par la force de friction s'exprime par :

$$\Delta E = \sum_{\epsilon} \int_0^T \mu_{\epsilon} \left[\frac{\partial X(\epsilon L, t)}{\partial t} \right]^2 dt \quad (\text{B.25})$$

$$= 4 \sum_{\epsilon} \mu_{\epsilon} [\epsilon a \sin(\kappa L) + b \cos(\kappa L)]^2 \pi \omega \quad (\text{B.26})$$

en utilisant l'hypothèse $\mu_{\epsilon} = \mu$, on obtient :

$$\Delta E = 8\mu [a^2 \sin^2(\kappa L) + b^2 \cos^2(\kappa L)] \pi \omega \quad (\text{B.27})$$

Dans le cas des résonances pendulaires, nous pouvons développer ces expressions pour $\kappa L \ll 1$.

– Pour un mouvement global du centre de masse, $a = 0$ et $b \neq 0$, et dans ce cas :

$$E_{tot} \approx 4\rho A L \omega^2 b^2 \quad (\text{B.28})$$

$$\Delta E \approx 8\pi \mu \omega b^2 \quad (\text{B.29})$$

de sorte que le facteur de qualité pour la résonance $\omega = \omega_{osc}$ vaut :

$$Q_{osc} = \frac{\rho A L \omega_{osc}}{\mu} \quad (\text{B.30})$$

– Pour le mouvement de rotation, $b = 0$ et $a \neq 0$, et le développement au premier ordre de κL non nul donne :

$$E_{tot} \approx \frac{4\rho A\omega_{rot}^2\kappa^2 L^3}{3} a^2 \quad (\text{B.31})$$

$$\Delta E \approx 8\pi\mu\omega_{rot}\kappa^2 L^2 a^2 \quad (\text{B.32})$$

de sorte que :

$$Q_{rot} = \frac{\rho AL\omega_{rot}}{3\mu} \quad (\text{B.33})$$

Pour les mouvements de flexion, nous ne pouvons pas faire d'approximations. Pour n pair, $a \neq 0$ et $b = 0$ alors que pour n impair, $a = 0$ et $b \neq 0$.

Pour n pair :

$$E_{tot} = \frac{1}{2}\rho A\omega_n^2 b^2 \left[L + \frac{\sin(2\kappa_n L)}{2\kappa_n} \right] \left[1 + \frac{\cos(\kappa_n L)}{\cosh(\kappa_n L)} \right]^2 \quad (\text{B.34})$$

$$\Delta E = 8\mu b^2 \cos^2(\kappa_n L) \pi \omega_n \quad (\text{B.35})$$

et pour n impair :

$$E_{tot} = \frac{1}{2}\rho A\omega_n^2 a^2 \left[L - \frac{\sin(2\kappa_n L)}{2\kappa_n} \right] \left[1 + \frac{\sin(\kappa_n L)}{\sinh(\kappa_n L)} \right]^2 \quad (\text{B.36})$$

$$\Delta E = 8\mu a^2 \sin^2(\kappa_n L) \pi \omega_n \quad (\text{B.37})$$

Ainsi les facteurs de qualité s'expriment par :

$$Q_n = \frac{\rho AL\omega_n}{8\mu} g(\kappa_n L) \quad (\text{B.38})$$

avec $g(\kappa_n L)$ qui est une fonction dépendant de la parité de n donnée par :

$$g(\kappa_n L) = \left[1 + \frac{\sin(2\kappa_n L)}{2\kappa_n L} \right] \left[\frac{1}{\cos^2(\kappa_n L)} + \frac{1}{\cosh^2(\kappa_n L)} \right] \text{ pour } n \text{ pair} \quad (\text{B.39})$$

$$g(\kappa_n L) = \left[1 - \frac{\sin(2\kappa_n L)}{2\kappa_n L} \right] \left[\frac{1}{\sin^2(\kappa_n L)} + \frac{1}{\sinh^2(\kappa_n L)} \right] \text{ pour } n \text{ impair} \quad (\text{B.40})$$

Annexe C

CALCUL DU CHAMP ÉLECTRIQUE DANS LE CONDENSATEUR

L'objectif de cette annexe est de calculer l'intégrale du carré du champ électrique le long de la trajectoire atomique. Je vais pour cela rappeler l'expression du potentiel électrostatique dans le condensateur, pour ensuite en déduire la valeur du champ électrique à l'intérieur du condensateur. Ensuite, nous introduirons une longueur effective d'interaction à partir du calcul de l'intégrale du carré du champ électrique le long de la trajectoire atomique au niveau du septum. Enfin, nous verrons comment cette longueur dépend de la distance au septum.

C.1 Potentiel électrostatique $V(x, z)$

Pour déterminer le potentiel électrostatique $V(x, z)$, il s'agit de résoudre l'équation de Laplace $\Delta V = 0$ avec comme condition aux limites :

$$V(x = 0, z) = 0 \quad (\text{C.1})$$

$$V(x = h, z) = V_0 \text{ pour } |z| < a \quad (\text{C.2})$$

$$V(x = h, z) = 0 \text{ pour } |z| > a \quad (\text{C.3})$$

Pour résoudre cette équation, nous introduisons la transformée de Fourier $\tilde{V}(k)$ de la fonction $V(x = h, z)$:

$$\tilde{V}(k) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} V(x = h, z) e^{-ikz} dz \quad (\text{C.4})$$

que l'on peut calculer analytiquement :

$$\tilde{V}(k) = \frac{2V_0}{\sqrt{2\pi}} \frac{\sin(ka)}{k} \quad (\text{C.5})$$

En cherchant une solution $V(x, z)$ à variable séparable, on constate qu'une base de fonction décrivant le mouvement suivant z est l'ensemble des fonctions $t(z) = \exp(ikz)$. Pour chaque fonction $t(z)$, il existe deux fonctions $f(x)$ qui vérifient l'équations de Laplace $\Delta f(x)t(z) = 0$: les fonctions $f(x) = \exp(\pm kx)$. Dans ce cas, en utilisant les conditions aux limites exprimées par les équations C.1-C.3 et la transformée de Fourier $\tilde{V}(k)$, on obtient comme expression du potentiel :

$$V(x, z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{V}(k) \frac{\sinh(kx)}{\sinh(kh)} e^{ikz} dk \quad (\text{C.6})$$

Cette expression permet de connaître le potentiel en chaque point de l'espace.

C.2 Champ électrique $E(x, z)$

A partir du potentiel $V(x, z)$ donné par l'équation C.6, nous pouvons calculer le champ électrique dans tout l'espace et en particulier au niveau du septum en $x = 0$, où il est dirigée suivant la direction \vec{x} :

$$E_x(x = 0, z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{V}(k) \tilde{g}(k) \exp(ikz) dk \quad (\text{C.7})$$

où l'on a posé $\tilde{g}(k) = k / \sinh(kh)$. Le champ électrique $E_x(x = 0, z)$ est donné par la transformée de Fourier inverse d'un produit de deux fonctions $\tilde{V}(k)$ et $\tilde{g}(k)$. Ainsi, il s'exprime comme la convolution des transformées de Fourier inverse qui sont $V(x = h, z)$ et $g(z)$:

$$E_x(x = 0, z) = \int_{-\infty}^{\infty} V(x = h, z_1) g(z - z_1) dz_1 \quad (\text{C.8})$$

En utilisant les tables repertoriées par la référence [283], nous pouvons calculer analytiquement la fonction $g(z)$:

$$g(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{k}{\sinh(kh)} \exp(ikz) dk \quad (\text{C.9})$$

$$= \frac{\pi^2}{2h^2 \cosh^2\left(\frac{\pi z}{2h}\right)} \quad (\text{C.10})$$

On en déduit que le champ électrique décroît de manière asymptotique comme $\exp(-\pi|z|/h)$ pour $|z| - a \gg h$.

C.3 Longueur effective du condensateur

La décroissance du champ électrique $E_x(x = 0, z)$ avec la position z pour $|z| > a$ réduit la longueur du condensateur à une valeur inférieure à la distance $2a$ qui sépare les électrodes de garde situées à l'entrée et à la sortie du condensateur. C'est pourquoi, nous introduisons une longueur effective d'interaction telle que :

$$\int_{-\infty}^{\infty} E_x^2(x = 0, z) dz = \left(\frac{V_0}{h}\right)^2 L_{eff} \quad (\text{C.11})$$

Nous pouvons alors évaluer cette longueur d'interaction en utilisant le théorème de Parseval Plancherel qui établit l'égalité entre l'intégrale du carré du champ électrique lorsqu'on la calcule dans l'espace réel ou l'espace réciproque de Fourier :

$$\int_{-\infty}^{\infty} E_x^2(x = 0, z) dz = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}^2(k) dk \quad (\text{C.12})$$

où $\tilde{E}(k) = \tilde{V}(k)k / \sinh(kh)$. En utilisant la référence [283], on calcule cette intégrale, et on obtient comme expression de la longueur effective :

$$L_{eff} = 2a \left[\coth\left(\frac{\pi a}{h}\right) - \frac{h}{\pi a} \right] \quad (\text{C.13})$$

C.4 Dépendance de L_{eff} avec la distance à la surface du septum

En réalité, l'onde atomique n'interagit pas exactement avec le champ électrique du condensateur crée à la surface du septum, mais avec celui régnant à une distance d'environ $50 \mu\text{m}$ de la surface. Cette trajectoire n'est pas non plus exactement parallèle à la surface du septum mais nous ferons ici cette hypothèse car le calcul est plus facile à réaliser pour une trajectoire dont la coordonnée x est constante.

Pour relier les composantes du champ électrique à une distance x du septum à celles sur la surface, on utilise les équation de Maxwell donnant la divergence et le rotationnel du champ électrique : $\text{div} \vec{E} = 0$ et $\text{rot}(\vec{E}) = \vec{0}$. De cette manière, nous pouvons calculer les premiers termes correctifs :

$$E_x(x, z) \approx E_x(x=0, z) - \frac{x^2}{2} \left[\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} \right]_{x=0} \quad (\text{C.14})$$

$$E_z(x, z) \approx x \left[\frac{\partial E_x}{\partial z} \right]_{x=0} \quad (\text{C.15})$$

où les dérivées sont calculées au point $x = 0$. L'intégrale du carré du champ électrique est obtenue après une intégration par partie du carré de l'équation C.14 :

$$\int_{-\infty}^{\infty} [E_x^2(x, z) + E_z^2(x, z)] dz = \int_{-\infty}^{\infty} \left[E_x^2(x=0, z) + 2x^2 \left[\frac{\partial E_x}{\partial z} \right]^2 \right] dz \quad (\text{C.16})$$

où seuls les termes correctifs en x^2 ont été conservés. Nous constatons alors que l'intégrale du carré du champ varie de manière lente avec la distance x au septum, lorsque $x \ll h$, puisque la dépendance est en x^2 . Cette remarque est importante car nous ne connaissons pas précisément la distance x à la surface à laquelle les atomes passent. Pour calculer analytiquement le premier terme correctif, nous utilisons à nouveau l'égalité de Parseval Plancherel. La transformée de Fourier de la fonction $(\partial E / \partial z)_{x=0}$ s'écrit $-ik\tilde{E}(k)$, et ainsi le premier terme correctif s'exprime par :

$$2x^2 \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{\partial E_x}{\partial z} \right]^2 dz = x^2 \frac{V_0^2}{h^3} \left[\frac{2}{3} - \frac{\frac{\pi a}{h} \coth\left(\frac{\pi a}{h}\right) - 1}{\sinh^2\left(\frac{\pi a}{h}\right)} \right] \quad (\text{C.17})$$

$$\approx x^2 \frac{2V_0^2}{3h^3} \quad (\text{C.18})$$

où l'approximation consiste à négliger les termes en $\exp[-2\pi h/a]$. La longueur effective du condensateur s'exprime alors sous la forme :

$$L_{eff} \simeq 2a - \frac{2h}{\pi} + \frac{2\pi x^2}{3h} \quad (\text{C.19})$$

Annexe D

ARTICLE : MISE EN ÉVIDENCE DE LA SÉLECTIVITÉ ISOTOPIQUE ET EN VITESSE DE L'INTERFÉROMÈTRE

Test of the isotopic and velocity selectivity of a lithium atom interferometer by magnetic dephasing

M. Jacquy ⁽¹⁾, A. Miffre ⁽²⁾, M. Büchner ⁽¹⁾, G. Tréneç ⁽¹⁾ et J. Vigué ⁽¹⁾

(1) Laboratoire CAR, Université Paul Sabatier

(2) Laboratoire PIIM, Université de Marseille

Abstract

A magnetic field gradient applied to an atom interferometer induces a M -dependent phase shift which results in a series of decays and revivals of the fringe visibility. Using our lithium atom interferometer based on Bragg laser diffraction, we have measured the fringe visibility as a function of the applied gradient. We have thus tested the isotopic selectivity of the interferometer, the velocity selective character of Bragg diffraction for different diffraction orders as well as the effect of optical pumping of the incoming atoms. All these observations are qualitatively understood but a quantitative analysis requires a full modelization of the interferometer.

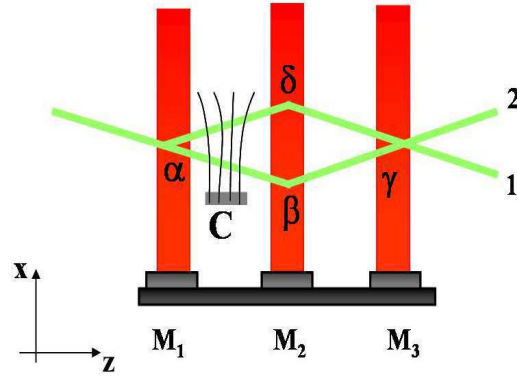


FIG. D.1 – Schematic drawing of our Mach-Zehnder atom interferometer : a collimated atomic beam is diffracted by three laser standing waves, produced by reflecting three laser beams on three mirrors M_i . The output beams labelled 1 and 2 are complementary, one of them (usually beam 1) being detected. A coil C close to the atomic beams creates a magnetic field gradient in the \mathbf{x} -direction.

When a magnetic field gradient is applied to an atom interferometer, the various Zeeman sub-levels experience different phase-shifts and, when the gradient increases, the fringe visibility presents a series of minima and recurrences. This effect was first studied by D. Pritchard and co-workers [1,2] and by Siu Au Lee and co-workers [3]. In this letter, we use our lithium atom interferometer to show that the dependence of the fringe visibility with the applied gradient gives a direct test of the selective character of our interferometer with respect to the atom velocity, to its isotopic nature and to its internal state distribution. The velocity selective character of our atom interferometer [4,5] comes from the use of Bragg diffraction on laser standing waves. The choice of the laser wavelength gives access to the isotopic selectivity of the interferometer. Finally, by optical pumping ${}^7\text{Li}$ in its $F = 1$ ground state, we can observe the effect of the internal state distribution on the visibility variations.

D.1 Calculation of the magnetic dephasing effect

A Mach-Zehnder atom interferometer, as represented in figure D.1, is operated with a paramagnetic atom. If the magnetic field direction varies slowly enough, no spin flip occurs during the atom propagation and the projection M_F of the total angular momentum \mathbf{F} remains a good quantum number, the quantization axis being parallel to the local magnetic field. In the presence of a magnetic field gradient, the Zeeman energy $\Delta E(F, M_F)$ of the F, M_F sub-level is not the same on the two atomic paths and, in the perturbative limit (Zeeman energy considerably smaller than the atom kinetic energy $\hbar^2 k^2 / 2m$), this energy difference induces a phase shift equal to :

$$\Delta\phi(F, M_F) = \frac{1}{\hbar v} \oint \Delta E(F, M_F, s) ds \quad (\text{D.1})$$

where the path integral follows the $\alpha\beta\gamma\delta\alpha$ circuit (see figure D.1) and v is the atom velocity. The interferometer signal is the incoherent sum of the signals due to the various F, M_F sub-levels :

$$I = \sum_{F, M_F} \int dv I(F, M_F, v)$$

$$I(F, M_F, v) = I_0 P(v) P(F, M_F) \times [1 + \mathcal{V}_0 \cos(\psi + \Delta\phi(F, M_F))] \quad (\text{D.2})$$

$I(F, M_F, v)$ is the contribution of the F, M_F atoms with the velocity v . $P(F, M_F)$ and $P(v)$ represent the internal state and velocity distribution of the output flux. The fringe visibility \mathcal{V}_0 is assumed to be independent of the sub-level. Finally, the origin of phase ψ is explained below. We simplify the present discussion by assuming that the Zeeman energy $\Delta E(F, M_F)$ is a linear function of the field B :

$$\Delta E(F, M_F) = -g_F \mu_B M_F B \quad (\text{D.3})$$

but our calculations take into account the non-linear Zeeman terms due to hyperfine uncoupling which are non-negligible, especially for ${}^6\text{Li}$. μ_B is the Bohr magneton and g_F are the Landé factors equal to $g_F = +2/3$ (resp. $-2/3$) for the $F = 3/2$ (resp. $F = 1/2$) level of ${}^6\text{Li}$ and $g_F = +1/2$ (resp. $-1/2$) for the $F = 2$ (resp. $F = 1$) level of ${}^7\text{Li}$, where the nuclear magnetic moments have been neglected. The phase shift $\Delta\phi(F, M_F)$ is given by :

$$\Delta\phi(F, M_F) = \frac{g_F \mu_B M_F}{\hbar v} \int_{z_\alpha}^{z_\gamma} \frac{\partial |B(z)|}{\partial x} \Delta x(z) dz \quad (\text{D.4})$$

where $\Delta x(z)$ is the distance between the two atomic beams in the interferometer and the integral is taken along a path at mid-distance between the two paths $\alpha\beta\gamma$ and $\alpha\delta\gamma$ followed by each atom in the interferometer.

As the coil used to create the magnetic field is small, the magnetic gradient is important in a region where the field due to the coil is substantially larger than the ambient field, which can be neglected in the calculation. We have verified that this approximation is good. The phase shift is then proportional to the coil current \mathcal{I} and to v^{-2} . One v factor, apparent in equation (D.1), comes from the time spent in the perturbation. The other v factor comes from the distance $\Delta x(z)$, proportional to the diffraction angle $\theta_{diff} = 2ph/(mva)$, where p is the diffraction order and a the grating period. Thus we get :

$$\Delta\phi(F, M_F) = C \frac{p g_F M_F \mathcal{I}}{m v^2} \quad (\text{D.5})$$

where C gathers several constant factors. We assume that the velocity distribution is given by :

$$P(v) = \frac{S_{\parallel}}{u\sqrt{\pi}} \exp \left[-((v-u)S_{\parallel}/u)^2 \right] \quad (\text{D.6})$$

where u is the most probable velocity and S_{\parallel} the parallel speed ratio. This formula is used for supersonic beams [6] but we have omitted a v^3 pre-factor, which has minor effects when

S_{\parallel} is large (this is the case here). Moreover, in the present calculations, $P(v)$ describes in fact the product of the initial beam velocity distribution $P_i(v)$ by the transmission $T(v)$ of the atom interferometer. $T(v)$ is roughly Gaussian too, as shown by our calculations (see [7]).

D.2 Some experimental details

Our atom interferometer [4,5] is a three grating Mach-Zehnder interferometer. We use a supersonic beam of argon seeded with natural lithium (92.4% of ${}^7\text{Li}$ and 7.6% of ${}^6\text{Li}$). The lithium mean velocity u is $u \approx 1065$ m/s. The gratings being laser standing waves, their period a is equal to half the laser wavelength $\lambda_L \approx 671$ nm very close to the first resonance line of lithium. The phase of the interference fringes depends on the x -position of the gratings depending themselves on the position x_i of the mirrors M_i forming the three laser standing waves : this is the origin of the phase term ψ in equation (D.2), $\psi = 2pk_L(x_1 + x_3 - 2x_2)$, where $k_L = 2\pi/\lambda_L$ is the laser wavevector and p is the diffraction order. Figure D.2 shows experimental interference fringes, observed by scanning the position x_3 of mirror M_3 .

The magnetic field gradient is produced by a 3 cm diameter coil, with its axis at 4 cm before the second laser standing wave. On the coil axis, the distance Δx between the two atomic beams is about $94 \mu\text{m}$. The ambient field is roughly equal to the Earth magnetic field with a $\sim 4 \times 10^{-5}$ Tesla vertical component and a smaller horizontal component. From the coil dimensions, we can calculate the magnetic field and its gradient everywhere, but the distance of the coil to the atomic beams, about 0.7 cm, is not accurately known and we will consider the constant C appearing in equation D.5 as an adjustable parameter. With our maximum current $\mathcal{I} = 9$ A, the maximum field seen by the atoms is $B \approx 1.3 \times 10^{-3}$ T, sufficient to introduce some hyperfine uncoupling, especially for ${}^6\text{Li}$ isotope. As already stated, this effect is taken into account in our calculations

During an experiment, we first optimize the interferometer fringes with a vanishing coil current $\mathcal{I} = 0$, then we record a series of interference signals as in figure D.2, with increasing values of \mathcal{I} . Slow drifts of the fringe phase and visibility are corrected by frequent recordings with $\mathcal{I} = 0$. We can extract from each recording the phase and the visibility of the interference pattern, from which we deduce the effects of the applied field gradient, namely the relative visibility $\mathcal{V}_r(\mathcal{I}) = \mathcal{V}(\mathcal{I})/\mathcal{V}(\mathcal{I} = 0)$ and also the phase shift $\Delta\phi(\mathcal{I})$ discussed in ref. [7].

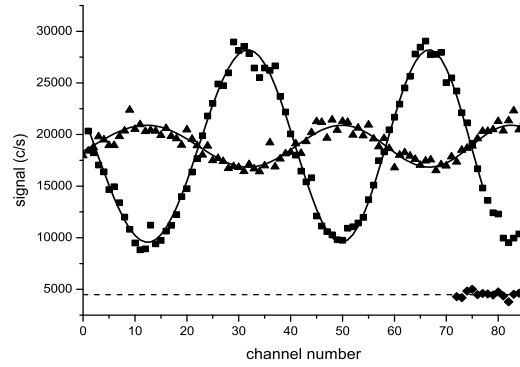


FIG. D.2 – Interference fringes recorded corresponding to different currents, $\mathcal{I} = 0$ A (squares) and $\mathcal{I} = 1.4$ A (triangles), and their fits (full curves). The interferometer was tuned for ${}^7\text{Li}$ with first order diffraction. The phase shift between the two experiments is very close to π , corresponding a visibility inversion. Each data point corresponds to a 0.1 s counting time. A few isolated data points, due to bursts of the hot-wire detector, are not included in the fits. The dotted line gives the mean value of the detector background, recorded by flagging the beam.

D.3 Test of the isotopic selectivity

Here, we compare two experiments involving the two isotopes of lithium and using first order diffraction $p = 1$. We tune the interferometer by choosing the laser wavelength, for ${}^7\text{Li}$ on the blue side (at 3 GHz) of ${}^2\text{S}_{1/2} - {}^2\text{P}_{3/2}$ transition of ${}^7\text{Li}$ and, for ${}^6\text{Li}$, on the red side (at 4 GHz) of ${}^2\text{S}_{1/2} - {}^2\text{P}_{3/2}$ transition of ${}^6\text{Li}$. In both cases, the nearest transition of the other isotope is detuned from the laser by about 14 GHz. The relative visibility is plotted as a function of the current \mathcal{I} in figure D.3 for both isotopes. The $\mathcal{I} = 0$ visibility is quite different for the two isotopes : $\mathcal{V}(\mathcal{I} = 0) \approx 75\%$ for ${}^7\text{Li}$ and $\mathcal{V}(\mathcal{I} = 0) \approx 48\%$ for ${}^6\text{Li}$. We think that the smaller visibility of ${}^6\text{Li}$ is due to diffraction of ${}^7\text{Li}$ by the second and third laser standing waves, giving a stray signal on the detector almost without interference signals. The variations of the visibility \mathcal{V}_r have a very different dependence with the current \mathcal{I} for the two isotopes, an obvious consequence of the differences in the number of sub-levels with a given M_F value and in the Landé factors. We have fitted these results using equations (D.1), (D.2)) with only two adjustable parameters (the distance of the coil center to the atomic beams) and the parallel speed ratio S_{\parallel} of equation (D.5). The agreement with the experimental data is good, the discrepancy appearing mostly in the case of ${}^6\text{Li}$, when the visibility is very small.

The fits of figure D.3 assume that the signal comes only from the isotope selected by the chosen laser frequency. As ${}^7\text{Li}$ is considerably more abundant than ${}^6\text{Li}$ (92.4% vs 7.6%), this is, not surprisingly, an excellent assumption for the dominant isotope ${}^7\text{Li}$, but this assumption works well also with less abundant ${}^6\text{Li}$ isotope. Assuming that the fringe patterns of the two isotopes are always in phase, we can estimate the contribution of ${}^7\text{Li}$ isotope to the ${}^6\text{Li}$ experiment : from the fit we deduce a contribution less than 10% of

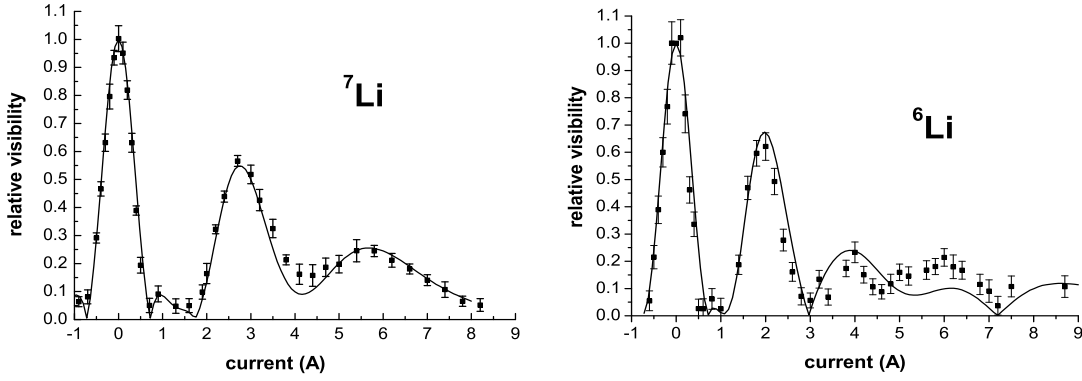


FIG. D.3 – Relative visibility \mathcal{V}_r as a function of the applied current for ${}^7\text{Li}$ (left panel) and ${}^6\text{Li}$ (right panel). Experimental data points are represented by dots and the fits by full curves.

the fringe signal. An explanation of this result requires a full model of the interferometer and, in particular, a simple model, with Gaussian laser beams described as top-hat beams, cannot explain such a large isotopic selectivity [7].

D.4 Test of velocity selectivity

For this test, we have optically pumped ${}^7\text{Li}$ in its $F = 1$ state, using a diode laser tuned on the ${}^2\text{S}_{1/2}$, $F = 2 - {}^2\text{P}_{3/2}$ transition. Optical pumping must be performed before collimation of the atomic beam, because the photon momentum transfers due to absorptions and emissions would spoil the necessary sub-recoil collimation. In the analysis, we assume that the three M_F sub-levels of the $F = 1$ states are equally populated. We have recorded the fringe visibility using successively the diffraction orders $p = 1$ and $p = 2$, with different adjustments of the laser standing waves (beam diameters power density, frequency detuning and mirror directions). The measured relative visibility $\mathcal{V}_r(\mathcal{I})$ is plotted as a function of the coil current \mathcal{I} in figure D.4 : the variations are very different from those observed on ${}^7\text{Li}$ without optical pumping (see figure D.3), because now only two $|M_F| = 1$ sub-levels and one $M_F = 0$ sub-level are populated. When the magnetic field gradient is large, the $M_F \neq 0$ sub-levels experience a large phase shift so that their contribution to the fringe signal is washed out by the velocity average and the remaining fringe visibility is solely due to the $M_F = 0$ sub-level. We thus predict that \mathcal{V}_r tends toward $1/3$ in this case because there is one $M_F = 0$ sub-level over the three sub-levels of $F = 1$.

As discussed above, the parameter which governs the decay of the revivals is the parallel speed ratio and a fit of these data gives $S_{\parallel} = 9.0$ when using the first order diffraction, $p = 1$, and $S_{\parallel} = 14.5$ when using second order diffraction, $p = 2$. The beam source conditions [5] were the same in both cases, corresponding to $S_{\parallel i} \approx 8.5$. The velocity selective character of Bragg diffraction appears to be strong in this case only for the second order diffraction.

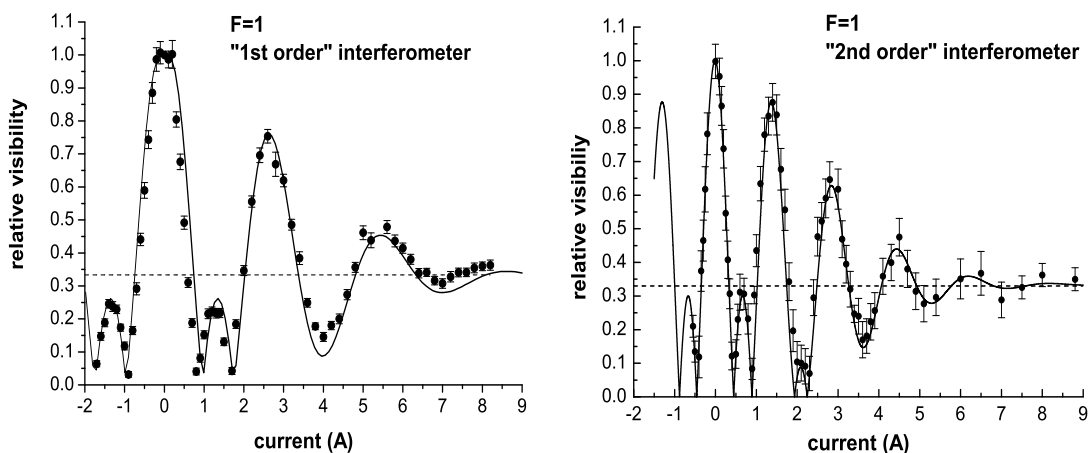


FIG. D.4 – Relative visibility \mathcal{V}_r (dots) of the interference fringes for ${}^7\text{Li}$, pumped in its $F = 1$ ground state, as a function of the coil current. Experimental data points are represented by dots and the fits by full curves. Left panel : first order diffraction $p = 1$, with a rapid decay of the revival intensity ; right panel : second order diffraction $p = 2$, with more apparent revivals. The dashed line asymptotic $\mathcal{V}_r = 1/3$ value is represented by a dashed line.

D.5 Conclusions

In this letter, we have studied the effects of a magnetic field gradient on the signals of a lithium atom interferometer and we have analyzed the resulting variations of the fringe visibility. Following Siu Au Lee and co-workers [3], we use a coil to produce the magnetic field gradient rather than a septum carrying an electric current and inserted between the two atomic beams as done by D. Pritchard and co-workers [1,2] : the coil does not require the fine alignment of the septum and the two arrangements appear to give very similar effects.

The idea that these experiments can be used to measure the relative width of the velocity distribution was pointed out by J. Schmiedmayer et al. [2]. We have applied this idea to our laser diffraction atom interferometer : Bragg diffraction can modify substantially the initial velocity distribution and we have observed such a modification by comparing first and second diffraction orders. We have also shown that the visibility variations give access to other quantities, such as the interferometer isotopic selectivity and it appears that, with a correct choice of laser detuning, a laser interferometer can have an excellent isotopic selectivity. Finally, optical pumping modifies strongly the visibility variations, in good agreement with simple arguments.

Bibliographie

[1] J. Schmiedmayer, C. R. Ekstrom, M. S. Chapman, T. D. Hammond, and D. E. Pritchard, *J. Phys. II, France* **4**, 2029 (1994)

[2] J. Schmiedmayer, M. S. Chapman, C. R. Ekstrom, T. D. Hammond, D. A. Kokorowski, A. Lenef, R.A. Rubinstein, E. T. Smith and D. E. Pritchard, in *Atom interferometry*

edited by P. R. Berman (Academic Press 1997), p. 1

[3] D.M. Giltner, R. W. McGowan and Siu Au Lee, *Phys. Rev.* **A 52**, 3966 (1995)
and D. Giltner, Ph. D. thesis, University of Colorado at Fort Collins (1996), unpublished

[4] R. Delhuille, C. Champenois, M. Büchner, L. Jozefowski, C. Rizzo, G. Tréneç and
J. Vigué, *Appl. Phys.* **B 74**, 489 (2002)

[5] A. Miffre M. Jacquy, M. Büchner, G. Tréneç and J. Vigué, *Eur. Phys. J. D* **33**,
99 (2005)

[6] H. Haberland, U. Buck and M. Tolle, *Rev. Sci. Instrum.* **56**, 1712 (1985)

[7] M. Jacquy, A. Miffre, M. Büchner, G. Tréneç and J. Vigué, in preparation

Bibliographie

- [1] Louis de Broglie, Un itinéraire scientifique, éd. La découverte (1987)
- [2] L. De Broglie, *Recherches sur la théorie des quanta*, Annales de Physique **3**, 22 (1924)
- [3] C. Davisson et H. Germer, *Diffraction of electrons by a crystal of nickel*, Phys. Rev. **30**, 705 (1927)
- [4] I. Estermann et O. Stern, Z. Phys. **61**, 95 (1930)
- [5] L. Marton, J. A. Simpson et J. A. Suddeth, *An electron interferometer*, Rev. Sci. Instr. **25**, 1099 (1954)
- [6] H. Rauch et S. A. Werner, *Neutron interferometry*, Oxford science publications (2000)
- [7] O. Carnal et J. Mlynek, *Young double slit experiment with atoms : a simple atom interferometer*, Phys. Rev. Lett. **66**, 2689 (1991)
- [8] D. M. Giltner, *Thèse de doctorat*, Colorado State University, Fort Collins (1996)
- [9] C. Ekstrom, J. Schiedmayer, M. Chapman, T. Hammond et D. Pritchard, *Measurement of the electric polarizability of sodium with an atom interferometer*, Phys. Rev. A **51**, 3883 (1995).
- [10] J. Schiedmayer, M. S. Chapman, C. R. Ekström, T. D. Hammond, T. D. Kokorowski, A. Lenef, R. A. Rubinstein, E. T. Smith et D. E. Pritchard, *Optics and interferometry with atoms and molecules*, in Atom Interferometry edited by P. R. Berman (Academic Press 1997)
- [11] A. Miffre, M. Jacquy, M. Büchner, G. Tréneç, J. Vigué, *Lithium atom interferometer using laser diffraction : description and experiments*, Eur. Phys. J. D **33**, 99 (2005)
- [12] T. L. Gustavson, P. Bouyer et M. A. Kasevich, *Precision Rotation Measurements with an Atom Interferometer Gyroscope*, Phys. Rev. Lett. **78**, 2046 (1997)
- [13] Th. Young, Phil. Trans. Roy. Soc., London xcii 12.387 (1802); Young's works, Vol1 p202
- [14] A. Michelson et E. Morley, *Influence of motion of the medium on the velocity of light*, Am. J. Science **34**, 377 (1886)
- [15] C. Fabry et A. Pérot, Ann.d. Phys. **16**, 115 (1899)
- [16] V. Chavildan, *Mesure de grandes déformations par interférométrie de speckle*, Bulletin de la S. F. O. **3**, 40 (1999)
- [17] E. Fermi et L. Marshall, *Interference Phenomena of slow neutrons*, Phys. Rev. **71**, 666 (1947)
- [18] H. Rauch, W. Treimer et U. Bonse, *Test of a single crystal neutron interferometer*, Phys. Lett. **47A**, 369 (1974)
- [19] C. R. Ekström, D. W. Keith et D. Pritchard, *Atom optics using microfabricated structures*, Appl. Phys. B **54**, 369 (1992)
- [20] J. D. Perreault, A. D. Cronin et T. A. Savas, *Using atomic diffraction of Na from material gratings to measure atom surface interactions*, Phys. Rev. A **71**, 053612 (2005)
- [21] M. Jacquy, A. Miffre, M. Buchner, G. Tréneç et J. Vigué, *Test of the isotopic and selectivity of a lithium atom interferometer by magnetic dephasing*, accepté pour publication dans Eur. Phys. Lett. (2006)

- [22] A. Miffre, *Expérience d'interférométrie atomique avec l'atome de lithium : mesure de précision de la polarisabilité électrique*, Thèse de Doctorat à l'université Paul Sabatier (2005)
- [23] F. Lison, P. Schuh, D. Haubrich et D. Meschede, *High brilliance Zeeman slowed cesium atomic beam*, Phys. Rev. A **61**, 1 (1999)
- [24] Y. Wang, D. Anderson, V. Bright, E. Cornell, Q. Diot, T. Kishimoto, M. Prentiss, R. Saravanan, S. Segal et S. Wu, *Atom Michelson interferometer on a chip using a Bose Einstein condensate*, Phys. Rev. Lett. **94**, 090405 (2005)
- [25] G. Roati, E. Mirandes, F. Ferlaino, H. Ott, G. Modugno et M. Inguscio, *Atom interferometry with trapped Fermi Gases*, Phys. Rev. Lett. **92**, 230402 (2004)
- [26] M. Hugbart, J. Retter, F. Gerbier, A. Varon, S. Richard, J. Thywissen, D. Clement, P. Bouyer et A. Aspect, *Coherence length of an elongated condensate : a study by matter wave interferometry*, Eur. Phys. J. D. **35**, 155 (2005)
- [27] K. Bongs et K. Sengstock, Rep. Proc. Phys. **67**, 907 (2004)
- [28] J. A. Leavitt et F. A. Bills, *Single slit diffraction pattern of a thermal atomic potassium beam*, Am. J. Phys. **37**, 905 (1969)
- [29] T. A. Savas, S. N. Shah, M. L. Schattenburg, J. M. Carter et H. I. Smith, *Achromatic interferometric lithography for 100 nm period grating and grids*, J. Vac. Sci. Technol. B **13**, 2732 (1995)
- [30] W. Schöllkopf, R. E. Grisenti et J. P. Toennies, *Time of flight resolved transmission grating diffraction of molecular beams*, Eur. Phys. J. D **28**, 125 (2004)
- [31] W. Schöllkopf et J. P. Toennies, *Non destructive mass selection of small Van der Waals clusters*, Science **266**, 1345 (1994)
- [32] R. E. Grisenti, W. Schöllkopf and J. P. Toennies, *Determination of atom-surface van der Waals potentials from transmission gratings diffraction intensities*, Phys. Rev. Lett. **83**, 1755 (1999)
- [33] J. D. Perreault and A. D. Cronin, *Observation of atom wave phase shifts induced by van der Waals atom surface interaction*, Phys. Rev. Lett. **95**, 133201 (2005)
- [34] D.W. Keith, C.R. Ekstrom, Q.A. Turchette, D.E. Pritchard, *An interferometer for atoms*, Phys. Rev. Lett. **66**, 2693 (1991)
- [35] B. Brezger, L. Hackermuller, S. Uttenthaler, J. Petschinka, M. Arndt et A. Zeilinger, *Matter wave interferometer for large molecules*, Phys. Rev. Lett. **88**, 100404 (2002)
- [36] P. L. Kapitza et P. Dirac, Proc. Camb. Phil. Soc. **29**, 297 (1933)
- [37] D. L. Freimund, K. Aflatooni et H. Batelan, *Observation of the Kapitza Dirac effect*, Nature **413**, 142 (2001)
- [38] S. Altshuler, L. Frantz et R. Braunstein, *Reflection of atoms from standing light waves*, Phys. Rev. Lett. **17**, 231 (1966)
- [39] E. Arimondo, H. Lew et T. Oka, *Deflection of a Na beam by resonant standing wave radiation*, Phys. Rev. Lett. **43**, 753 (1979)
- [40] V. Grinchuk, E. Kuzin, M. Nagaeva, G. Ryabenko, A. Kazantsev, G. Surdutovich et V. Yakovlev, *Scattering of an atomic beam by a short light pulse*, Phys. Lett. A **86**, 136 (1981)

- [41] P. Moskowitz, P. Gould, S. Atlas et D. Pritchard, *Diffraction of an atomic beam by standing-wave radiation*, Phys. Rev. Lett. **51**, 370 (1983)
- [42] C. Tanguy, S. Reynaud et C. Cohen-Tannoudji, *Deflection of an atom beam by a laser wave : transition between diffractive and diffusive regimes*, J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys. **17**, 4623 (1984)
- [43] P. Gould, G. Ruff et D. Pritchard, *Diffraction of atoms by light : the near resonant Kapitza Dirac Effect*, Phys. Rev. Lett. **56**, 827 (1986)
- [44] P. Martin, B. Oldaker, A. Miklich et D. Pritchard, *Bragg Scattering of atoms from a standing light wave*, Phys. Rev. Lett. **60**, 515 (1988)
- [45] A. F. Bernhardt et B. W. Shore, *Coherent atomic deflection by resonant standing waves*, Phys. Rev. A **23**, 1290 (1981)
- [46] D. M. Giltner, R. W. McGowan et S. Au Lee, *Theoretical and experimental study of the Bragg scattering of atoms from a standing light wave*, Phys. Rev. A **52**, 3966 (1995)
- [47] C. Keller, J. Schiedmayer, A. Zeilinger, T. Nonn, S. Dürr, G. Rempe, *Adiabatic following in standing wave diffraction of atoms*, Appl. Phys. B **69**, 303 (1999)
- [48] V. S. Letokhov et V. G. Minogin, Phys. Reports **73**, 1 (1981)
- [49] Y. Castin, J. Dalibard, *Quantization of atomic motion in optical molasses*, Europhys. Lett. **14**, 761 (1991)
- [50] P. Marte, P. Zoller et J. L. Hall, *Coherent atomic mirrors and beam splitters by adiabatic passage in multilevel systems*, Phys. Rev. A **44**, R4118 (1991)
- [51] C. G. Aminoff, A. M. Steane, P. Bouyer, P. Desbiolles, J. Dalibard et C. Cohen Tannoudji, *Cesium atoms bouncing in a stable gravitational cavity*, Phys. Rev. Lett. **71**, 3083 (1993)
- [52] C. Henkel, A. Steane, R. Kaiser et J. Dalibard, *A modulated mirror for atomic interferometry*, J. Phys. II France **4**, 1877 (1994)
- [53] A. Landragin, J. Courtois, G. Labeyrie, N. Vanstenkiste, C. Westbrook et A. Aspect, *Measurement of the Van der Waals force in an atomic mirror*, Phys. Rev. Lett. **77**, 1464 (1996)
- [54] L. Cогnet, V. Savalli, G. Zs. K. Horvath, D. Holleville, R. Marani, N. Westbrook, C. I. Westbrook et A. Aspect, *Atomic Interference in grazing incidence diffraction from evanescent Wave mirror*, Phys. Rev. Lett. **81**, 5044 (1998)
- [55] G. Opat, S. Wark et A. Cimmino, *Electric and magnetic mirrors and gratings for slowly moving neutral atoms and molecules*, Appl. Phys. B **54**, 396 (1992)
- [56] G. Opat, S. Chormaic Nis, B. Cantwell et J. Richmond, *Optical elements for slowly moving neutral atoms based on magnetic field*, J. Opt. B : Quantum Semiclass. Opt. **1**, 415 (1999)
- [57] T. Roach, H. Abele, M. Boshier, H. Grossmann, K. Zetie et E. Hinds, *Realization of a magnetic mirror for cold atoms*, Phys. Rev. Lett. **75**, 629 (1995)
- [58] M. Drndic G. Zabow, C. Lee, J. Thywissen, K. Johnson, M. Prentiss, R. Westervelt, *Properties of microelectromagnet mirrors as reflectors of cold Rb atoms*, Phys. Rev. A **60**, 4012 (1999)

- [59] V. Savalli, D. Stevens, J. Esteve, P. Featonby, V. Josse, N. Westbrook, C. Westbrook et A. Aspect, *Specular reflection of matter waves from a rough mirror*, Phys. Rev. Lett. **88**, 250404 (2002)
- [60] J. Estève, D. Stevens, C. Aussibal, N. Westbrook, A. Aspect et C. Westbrook, *An atom interferometer for measuring loss of coherence from an atom mirror*, Eur. Phys. J. D. **31**, 487 (2004)
- [61] C. Henkel et M. Wilkens, *Heating of trapped atoms near thermal surfaces*, Eur. Phys. Lett. **47**, 414 (1999)
- [62] C. Henkel et S. Potting, *Loss and heating of particules in small and noisy traps*, Appl. Phys. B **69**, 379 (1999)
- [63] C. Henkel et S. Potting, *Coherent transport of matter waves*, Appl. Phys. B **72**, 73 (2001)
- [64] Th. Udem, A. Huber, B. Gross, J. Reichert, M. Prevedelli, M. Weitz et T. Hansch, *Phase coherent measurement of the hydrogen 1S 2S transition frequency interval divider chain*, Phys. Rev. Lett. **79**, 2646 (1997)
- [65] D. Farnham, R. Van Dyck et P. Schwinberg, *Determination of the electrons atomic mass and the proton/electron mass ratio via penning trap mass spectroscopy*, Phys. Rev. Lett. **75**, 3598 (1995)
- [66] M. Bradley, J. V. Porto, S. Rainville, J. K. Thomson et D. Pritchard, *Penning trap measurements of the masses of ^{133}Cs , $^{87.85}\text{Rb}$, ^{23}Na with uncertainties < ppb*, Phys. Rev. Lett. **83**, 4510 (1999)
- [67] J. Fortagh, H. Ott, S. Kraft, A. Gnther et C. Zimmermann, *Surface effects in magnetic microtraps*, Phys. Rev. A. **66**, 41604(R)
- [68] M. Jones, C. Vale, D. Sahagun, B. Hall et E. Hinds, *Spin coupling between cold atoms and the thermal fluctuations of a metal surface*, Phys. Rev. Lett. **91**, 080401 (2003)
- [69] P. Rekdal, S. Scheel, P. Knight, E. Hinds, *Thermal spin flips in atom chips*, Phys. Rev. A. **70** 013811 (2004)
- [70] C. J. Bordé, *Matter wave interferometers : a synthetic approach*, Atom interferometry edited by P.R. Berman (Academic Press, 1997), p257.
- [71] N. Ramsey, *A new molecular beam resonance method*, Phys. Rev. **76**, 996 (1949)
- [72] C. J. Bordé, *Atomic interferometry with internal state labelling*, Phys. Lett. A **140**, 10 (1989)
- [73] J. Baudon, R. Mathevet et J. Robert, *Atomic interferometry*, J. Phys. B **32**, R173 (1999)
- [74] F. Shimizu, *Specular reflection of very slow metastable neon atoms from a solid surface*, Phys. Rev. Lett. **86**, 987 (2001)
- [75] F. Shimizu, H. Shimizu et H. Takuma, *Double slit interference with ultracold metastable neon atoms*, Phys. Rev. A **46**, R17 (1992)
- [76] S. Nowak, N. Stuhler, T. Pfau et J. Mlynek, *Charged wire interferometer for atoms*, Phys. Rev. Lett. **81**, 5792 (1998)
- [77] S. Nowak, N. Stuhler, T. Pfau et J. Mlynek, *A matter wave interferometer based on DC Stark effect*, Appl. Phys. B **69**, 269 (1999)

- [78] F. Riehle, Th. Kisters, A. Witte, J. Helmcke et Ch. Bordé, *Optical Ramsey spectroscopy in a rotating frame : Sagnac effect in a matter wave interferometer*, Phys. Rev. Lett. **67**, 177 (1991)
- [79] E. Rasel, M. Oberthaler, H. Batelan, J. Schiedmayer et A. Zeilinger, *Atom wave interferometry with diffraction grating of light*, Phys. Rev. Lett. **75**, 2633 (1995)
- [80] R. Delhuille, C. Champenois, M. Buchner, L. Jozefowski, C. Rizzo, G. Trenec, J. Vigué, *High contrast Mach Zehnder lithium atom interferometer in the Bragg regime*, Appl. Phys. B **74**, 489 (2002)
- [81] Y. Torii, Y. Suzuki, M. Kozuma, T. Sagiura et T. Kuga, *Mach Zehnder Bragg interferometer for a bose Einstein condensate*, Phys. Rev. A **61**, 041602(R) (2000)
- [82] O. Garcia, B. Deissler, K. J. Hughes, J. M. Reeves et C. A. Sackett, *A Bose Einstein condensate interferometer with macroscopic arm separation*, accepted for publication by Phys. Rev. A cond-mat/0603772 (2006)
- [83] M. Kasevich et S. Chu, *Atomic interferometry using stimulated Raman transitions*, Phys. Rev. Lett. **67**, 181 (1991)
- [84] D. M. Giltner, R. W. McGowan et Siu Au Lee, *Atom interferometer based on Bragg scattering from standing light waves*, Phys. Rev. Lett. **75**, 2638 (1995)
- [85] H. F. Talbot, *Facts relating to optical science*, Philos. Mag. **9**, 401 (1836)
- [86] J. F. Clauser et Shifang Li, *Talbot-von-Lau atom interferometry with cold slow potassium*, Phys Rev A **49**, R2213 (1994)
- [87] J. F. Clauser et Shifang Li, *Heisenberg microscope decoherence atom interferometry*, Phys Rev A **50**, 2430 (1994)
- [88] M. S. Chapman, C. R. Ekstrom, T. D. Hammond, J. Schiedmayer, B. E. Tannian, S. Wehinger et D. Pritchard, *Near field imaging of atom diffraction gratings : the atomic Talbot effect*, Phys. Rev. A **51**, R14 (1995)
- [89] L. Hackermüller, S. Uttenthaker, K. Hornberger, E. Reiger, B. Brezger, A. Zeilinger at M. Arndt, *Wave nature of biomolecules and fluorofullerenes*, Phys. Rev. Lett. **91**, 090408 (2003)
- [90] J. Anandan, *Gravitational and rotational effects in quantum interferences*, Phys. Rev. D **15**, 1448 (1977)
- [91] J. F. Clauser, *Ultra high sensitivity accelerometers and gyroscopes using neutral matter waves interferometers*, Physica B **151**, 262 (1988)
- [92] M. K. Oberthaler, S. Bernet, E. M. Rasel, J. Schiedmayer et A. Zeilinger, *Inertial sensing with classical atomic beams*, Phys. Rev. A **54**, 3165 (1996)
- [93] A. Lenef, T. D. Hammond, E. Smith, M. Chapman, R. A. Rubenstein et D. Pritchard, *Rotation sensing with an atom interferometer*, Phys. Rev. Lett. **78**, 760 (1997)
- [94] T. Gustavson, A. Landragin et M. Kasevich, *Rotation sensing with a dual atom interferometer sagnac gyroscope*, Class. Quantum Grav. **17**, 2385 (2000)
- [95] F. Leduc et al., Proceedings of the 16th ICOLS, World Scientific (2004)
- [96] P. Wolf et P. Tournenc, *Gravimetry using atom interferometer : some systematic effects*, Phys. Lett. A **251**, 241 (1999)
- [97] M. Kasevich et S. Chu, *Measurement of the gravitational acceleration of an atom with a light pulse atom interferometer*, Appl. Phys. B **54**, 321 (1992)

- [98] S. B. Cahn, A. Kumarakrishnan, U. Shim et T. Sleator, *Time domain de Broglie wave interferometry*, Phys. Rev. Lett. **79**, 784 (1997)
- [99] A. Peters, K. Y. Chung et S. Chu, *Measurement of gravitational acceleration by dropping atoms*, Nature **400**, 849 (1999)
- [100] A. Peters, K. Y. Chung et S. Chu, Metrologica **38**, 25 (2001)
- [101] M. J. Snadden, J. M. McGuirk, P. Bouyer, K. G. Haritos et M. Kasevich, *Measurement of the Earth gravity with an atom interferometer based gravity gradiometer*, Phys. Rev. Lett. **81**, 971 (1998)
- [102] P. Cladé, S. Guellati-Khélifa, C. Schwob, F. Nez, L. Julien and F. Biraben, *A promising method for the measurement of the local acceleration of gravity using Bloch oscillations of ultracold atoms in a vertical standing wave*, Europhys. Lett. **71**, 730 (2005)
- [103] M. A. Kasevich, communication to HYPER symposium (Paris, November 2002)
- [104] M. Fattori, G. Lamporesi, T. Petelski, J. Stuhler et G. M. Tino, *Towards an atom interferometric determination of the Newtonian gravitational constant*, Phys. Lett. A **318**, 184 (2003)
- [105] A. Bertoldi, G. Lamporesi, L. Cacciapuoti, M de Angelis, M. Fattori, T. Petelski, A. Peters, M. Prevedelli, J. Stuhler, G. M. Tino, *Atom interferometry gravity gradiometer for the determination of the Newtonian gravitational constant G* , Eur. Phys. J. D. **40**, 271 (2006)
- [106] G. M. Tino, *Cold atoms physics in space*, Nucl. Phys. B **113**, 289 (2002)
- [107] D. S. Weiss, B. C. Young et S. Chu, *Precision measurement of the photon recoil using atomic interferometry*, Phys. Rev. Lett. **70**, 2706 (1993)
- [108] D. S. Weiss, B. C. Young et S. Chu, *Precision measurement of \hbar/m_Cs based on photon recoil using laser cooled atoms and atomic interferometry*, Appl. Phys. B **59**, 217 (1994)
- [109] T. Heupel, M. Mei, M. Niering, B. Gross, M. Weitz, T. W. Hansch et Ch. Bordé, *Hydrogen atom interferometer with short light pulses*, Eur. Phys. Lett. **57**, 158 (2002)
- [110] S. Gupta, K. Dieckmann, Z. Hadzibabic et D. Pritchard, *Contrast interferometry using Bose Einstein condensates to measure \hbar/m and α* , Phys. Rev. Lett. **89**, 140401 (2001)
- [111] Y. Lecoq, J. A. Retter, S. Richard, A. Aspect, P. Bouyer, soumis à Appl. Phys. B. arxiv :cond-mat/0501520
- [112] M. Ben Dahan, E. Peik, J. Reichel, Y. Castin and C. Salomon, *Bloch oscillations of atoms in an optical potential*, Phys. Rev. Lett. **76**, 4508 (1996)
- [113] S. R. Wilkinson, C. F. Bharucha, K. W. Madison, Qian Niu and M. G. Raizen, *Observation of atomic wannier stark ladders in an accelerating optical potential*, Phys. Rev. Lett. **76**, 4512 (1996)
- [114] P. Cladé, E. De Mirandes, M. Cadoret, S. Guellati-Khélifa, C. Schwob, F. Nez, L. Julien et F. Biraben, *Determination of the fine structure constant based on Bloch oscillations of ultracold atoms in a vertical optical lattice*, Phys. Rev. Lett. **96**, 033001 (2006)

- [115] G. Ferrari, N. Poli, F. Sorrentino, G. M. Tino, *Long lived Bloch oscillations with Bosonic Sr atoms and applications to gravity measurement of the micrometer scale*, Phys. Rev. Lett. **97**, 060402 (2006)
- [116] R. Battesti, P. Cladé, S. Guellati-Khélifa, C. Schwob, B. Grémaud, F. Nez, L. Julien and F. Biraben, *Bloch oscillations of ultracold atoms : a tool for a metrological determination of \hbar/m_{Rb}* , Phys. Rev. Lett. **92**, 253001 (2004)
- [117] S. Fray, C. Alvarez Diez, T. W. Hansch et M. Weitz, *Atomic interferometer with amplitude grating of light and its applications to atom based tests of the equivalence principle*, Phys. Rev. Lett. **93**, 240404 (2004)
- [118] S. Dimopoulos, P. W. Graham, J. M. Hogan at M. A. Kasevich, *Testing General relativity with atom interferometer*, preprint sur arXiv gr-qc/0610047v1 (2006)
- [119] J. Baumann, R. Gähler, J. Kalus, W. Mampe, *Experimental limit for the charge of the free neutron*, Phys. Rev. D **37**, 3107 (1988)
- [120] B. Young, M. Kasevich et S. Chu, *Precision atom interferometry with light pulses*, in Atom Interferometry edited by Berman (Academic Press 1997), p363.
- [121] R. Delhuille et al., QED 2000, AIP Conference Proceedings 564, G. Cantore ed., p192 (2001)
- [122] K. Hornberger, S. Uttenthaler, B. Brezger, L. Hackermüller, M. Arndt et A. Zeilinger, *Collisional decoherence observed in matter wave interferometry*, Phys. Rev. Lett. **90**, 160401 (2003)
- [123] L. Hackermüller, K. Hornberger, B. Brezger, A. Zeilinger et M. Arndt, *Decoherence in a Talbot Lau interferometer : the influence of molecular scattering*, Appl. Phys. B **77**, 781 (2003)
- [124] K. Hornberger, J. E. Sipe, *Collisional decoherence reexamined*, Phys. Rev. A **68**, 012105 (2003)
- [125] H. Uys, J. D. Perrault et A. Cronin, *Matter Wave decoherence due to a gas environment in an atom interferometer*, Phys. Rev. Lett. **95**, 150403 (2005)
- [126] T. Pfau, S. Spläter, Ch. Kurtseifer, C. Ekstrom et J. Mlynek, *Loss of spatial coherence by a single spontaneous emission*, Phys. Rev. Lett. **73**, 1223 (1994)
- [127] M. S. Chapman, T. D. Hammond, A. Lenef, J. Schiedmayer, R. Rubenstein, E. Smith et D. Pritchard, *Photon Scattering from Atoms in an atom interferometer : coherence lost and regained*, Phys. Rev. Lett. **75**, 3783 (1995)
- [128] D. A. Kokorowski, A. D. Cronin, T. D. Roberts et D. Pritchard, *From a single to a multiple Decoherence in an atom interferometer*, Phys. Rev. Lett. **86**, 2191 (2000)
- [129] L. Hackermüller, K. Hornberger, B. Brezger, A. Zeilinger et M. Arndt, *Decoherence of matter waves by thermal emission of radiation*, Nature **427**, 711 (2004)
- [130] R. Delhuille, C. Champenois, M. Buchner, L. Jozefowski, Th. Lahaye, R. Mathevet, A. Miffre, C. Robilliard, C. Rizzo, G. Trenec et J. Vigué, *Some theoretical and experimental aspects of three grating Mach Zehnder atom interferometers*, C. R. Acad. Sci. Paris, t.2, Série IV p.587 (2001)
- [131] J. Toennies et K. Winkelmann, *Theoretical studies of highly expanded free jets : influence of quantum effects and a realistic intermolecular potential*, J. Chem. Phys. **66**, 3965 (1977)

- [132] *Communication privée* (2003)
- [133] A. Miffre, M. Jacquy, M. Büchner, G. Tréneç et J. Vigué, *Measurement of the electric polarizability by atom interferometry*, Phys. Rev. A **73**, 011603(R) (2006)
- [134] A. Miffre, M. Jacquy, M. Büchner, G. Tréneç et J. Vigué, *Atom interferometry measurement of the electric polarizability of lithium*, Eur. Phys. J. D. **38**, 353 (2006)
- [135] V. Rieger, K. Sengstock, U. Sterr, J. H. Müller et W. Ertmer, Optics Com. **99**, 172 (1993)
- [136] A. Morinaga, M. Nakamura, T. Kuorosu et N. Ito, *Phase shift induced from the DC stark effect in an atom interferometer composed of four copropagating laser beams*, Phys. Rev. A **54**, R21 (1996)
- [137] J. Schiedmayer, M.S. Chapman, C.R. Ekström, T.D. Hammond, S. Wehinger and D. Pritchard, *Index of refraction of various Gases for Sodium Matter Waves*, Phys. Rev. Lett. **74**, 1043 (1995)
- [138] T. D. Roberts, A.D. Cronin, D.A. Kokorowski and D. Pritchard, *Glory oscillations in the index of refraction for Matter Waves*, Phys. Rev. Lett. **89**(20) 200406 (2002)
- [139] Travaux de J. P. Toennies et R. Brühl cités dans D. Meschede, Gerthsen Physik, **22** 709 (2003)
- [140] A. Miffre, M. Jacquy, M. Büchner, G. Tréneç and J. Vigué, *Parallel temperatures in supersonic beams : Ultracooling of light atoms seeded in a heavier carrier gas*, J. Chem. Phys. **122**, 094308 (2005)
- [141] A. Miffre, M. Jacquy, M. Büchner, G. Tréneç and J. Vigué, *Anomalous cooling of the parallel velocity in seeded beams*, Phys. Rev. A **70**, 030701(R) (2004)
- [142] H. Beijerinck et N. Verster, *Absolute intensities and perpendicular temperatures of supersonic beams of polyatomic gases*, Physica **111**, 327 (1981)
- [143] H. D. Meyer, QMPI für Strömungsforschung Bericht 5 (Göttingen, 1978)
- [144] A. Nemesyanov, *Vapor pressure of the elements* (Elsevier, 1963)
- [145] H. Haberland, U. Buck et M. Tolle, *Velocity distribution of supersonic nozzle beams*, Rev. Sci. Instrum. **56**, 1712 (1985)
- [146] J. Anderson et J. Fenn, *Velocity distribution in molecular beams from nozzle sources*, The physics of fluids **8**, 780 (1965)
- [147] B. B. Hamel et D.R. Willis, Phys. Fluids **9** (1966)
- [148] J. B. Anderson, Entropie **18** (1967)
- [149] P. D. P. Raghuraman et J. B. Anderson, (*J. L. Potter editor, AIAA*) *Progress in Astronautics and Aeronautics*, Rarefied Gas dynamics 10th Symposium, Aspen **51**, 79 (1977)
- [150] D. Miller et R. Andres, dans VIth Symposium of Rarefied Gas dynamics édité par L. Trilling et H. W. eds., tm.2, p. 1385 (Academic New York, 1969)
- [151] P. Dugourd, *Structure et dynamique des petits agrégats métalliques*, Thèse de Doctorat, Université de Lyon I (1991)
- [152] R. Delhuille, A. Miffre, E. Lavalette, M. Büchner, C. Rizzo, G. Tréneç, J. Vigué, H. Loesch et J.-P.Gauyacq, *Optimisation of a Langmuir-Taylor detector for lithium*, Rev. Sci. Instrum. **73**, 2249 (2002)

- [153] K.T. Tang, J. M. Norbeck et P. R. Certain, *Upper and lower bounds of two and three body dipole, quadrupole and octupole van der Waals coefficient for hydrogen noble gas and alkali atom interactions*, J. Chem. Phys. **64**, 3063 (1976)
- [154] R. Bernstein, *Semiclassical Analysis of the Extrema in the Velocity Dependence of Total Elastic Scattering Cross Section : Relation to the Bound States*, J. Chem. Phys. **38**, 2599 (1963)
- [155] F. Biraben et P. Labastie, *Continuous single mode dye laser scanning up to 150GHz*, Opt. Comm. **41**, 49 (1982)
- [156] T. Hänsch et B. Couillaud, *Laser Frequency stabilization by polarization Spectroscopy of a reflecting reference cavity*, Opt. Comm. **35**, 441 (1980)
- [157] A. Miffre, R. Delhuille, B. V. de Lesegno, M. Büchner, C. Rizzo et J. Vigué, *The three grating Mach Zehnder optical interferometer : a tutorial approach using particle optics*, Eur. J. Phys. **23**, 623 (2002)
- [158] I. Langmuir et K. Kingdon, Proc. Roy. Soc. London A **107**, 61 (1925)
- [159] J. Taylor, Zeits. f. Physik **57**, 242 (1929)
- [160] J. Taylor, *The Reflection of Beams of the Alkali metals from Crystals*, Pys. Rev. **35**, 375 (1930)
- [161] CRC Handbook of Chemistry and Physics, édité par R. C. Weast, 63^e éd. (CRC Press, 1982)
- [162] H. Kawano, T. Takahashi, Y. Tagashira, H. Mine et M. Moriyama, *Work function of refractory metals and its dependence upon working conditions*, Appl. Surf. Science **146**, 105 (1999)
- [163] A. Persky, *Double slit experiment with correlated atom-photon states*, J. Chem. Phys. **50**, 3835 (1969)
- [164] H. Kawano, S. Itasaka et S. Ohnishi, *Additional evidence for the work function increase due to adsorption of residual gases and for its decrease due to co-adsorption of the gases and alkali metal halide molecules during positive surface ionization in high vacua*, Int. J. Mass. Spectrom. Ion Process **73**, 145 (1986)
- [165] H. Kawano, K. Ogasawara, H. Kobayashi, A. Tanaka, T. Takahashi et Y. Tagashira, *Selection of the residual gas pressure suitable for operating a positive ion source of thermal ionization type*, Rev. Sci. Instrum. **69**, 1182 (1998)
- [166] H. Kawano, H. Mine, M. Moriyama et T. Tanigawa, *Selection of the substrate metal best for thermal positive ionization*, Rev. Sci. Instrum. **71**, 856 (2000)
- [167] R. Delhuille, *Interférométrie atomique avec l'atome de lithium : Réalisation d'un interféromètre présentant un contraste et un flux élevés en vue de mesures de précision*. Thèse de doctorat, Laboratoire C.A.R. Toulouse (2002)
- [168] F. Stienkemeier, M. Wewer, F. Meier et H. Lutz, *Langmuir-taylor surface ionization of alkali (Li, Na, K) and alkaline earth (Ca, Sr, Ba) atoms attached to helium droplets*, Rev. Sci. Instrum. **71**, 3480 (2000)
- [169] L. Gladyszewski, *Ionization degree for alkali on a rhenium surface*, Vacuum **45**, 289 (1994)
- [170] H. Loesch, Communication Privée

- [171] A. Cronin, Communication Privée
- [172] B. U. Wrenger et K. H. Meiwes-Broer, *The application of a Wien filter to mass analysis of heavy clusters from a pulsed supersonic nozzle source*, Rev. Sci. Instrum. **68**, 5 (1997)
- [173] C. Champenois, *Interférométrie atomique avec l'atome de lithium : analyse théorique et construction d'un interféromètre, applications*. Thèse de doctorat, Laboratoire C.A.R. Toulouse (2000)
- [174] C. Champenois, M. Büchner, R. Delhuille, R. Mathevet, C. Robilliard, C. Rizzo et J. Vigué, *Atomic diffraction by a laser standing wave : analysis using Bloch states*, Eur. Phys. J. D **13**, 271-278 (2001)
- [175] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, G. Grynberg, *Atom-photon interactions* (Wiley Science Paperback, 1998)
- [176] M. Horne, I. Jex, A. Zeilinger, *Schrodinger wave function in strong periodic potentials with applications to atom optics*, Phys. Rev. A **59**, 2190 (1999)
- [177] M. Abramowitz et I. Stegun, *Handbook of mathematical functions with formulas, graphs and mathematical tables* (National bureau of standards, 1964)
- [178] W. Bragg, W. Bragg, Proc. Roy. Soc. **88A**, 428 (1913)
- [179] W. Bragg, W. Bragg, *X-rays and crystal Structures* (London, 1915)
- [180] U. Bonse, M. Hart, *An X ray interferometer*, Appl. Phys. Lett. **6**, 155 (1965)
- [181] C. Keller, J. Schiedmayer et A. Zeilinger, *Requirements for coherent atom channeling*, Opt. Comm. **179**, 129 (2000)
- [182] C. Adams, M. Sigel et J. Mlynek, Phys. Rep. **240**, 143 (1994)
- [183] C. Champenois, M. Buchner, R. Delhuille, A. Miffre, C. Robilliard et J. Vigué, *Diffraction phases in atom interferometers*, Phys. Rev. A **68**, 013607 (2003)
- [184] M. Jacquy, A. Miffre, M. Büchner, G. Tréneç et J. Vigué, *Phase noise due to vibrations in Mach Zehnder atom interferometers*, Eur. Phys. Lett. **75**, 688 (2006)
- [185] A. Miffre, M. Jacquy, M. Büchner, G. Tréneç et J. Vigué, *Vibration induced phase noise in Mach Zehnder atom interferometers*, Appl. Phys. B **84**, 617 (2006)
- [186] H. Uys, J.D. Perrault et A. Cronin, *Matter wave decoherence due to a gas environment in an atom interferometer*, Phys. Rev. Lett. **95**, 150403 (2005)
- [187] A. Miffre, M. Jacquy, M. Büchner, G. Tréneç et J. Vigué, *Atom interferometry*, Phys. Scr. **74**, C15-23 (2006)
- [188] L. Landau et E. Lifchitz, *Theory of Elasticity*, Pergamon Press Oxford (1986)
- [189] M. Gruber, K. Eder et A. Zeilinger, Phys. Lett. A **140**, 363 (1989)
- [190] T.D. Roberts, *Measuring atomic properties with an atom interferometer*, Thèse de doctorat, Massachusetts Institute of Technology (September 2002)
- [191] K.D. Bonin and V.V. Kresin, *Electric-Dipole polarizabilities of Atoms, Molecules and Clusters* (World Scientific, 1997)
- [192] N. Ramsey, *Molecular beams*, édité par D.H. Wilkinson, W. Marshall (Oxford University Press 1956)
- [193] H. Sheffers et J. Stark, Phys. Z **35**, 625 (1934)
- [194] H. Sheffers et J. Stark, Phys. Z **37**, 217 (1936)

- [195] H. Sheffers et J. Stark, *Phys. Z* **41**, 399 (1936)
- [196] G. Chamberlain et J. Zorn, *Alkali polarizabilities by the atomic beam electrostatic deflection method*, *Phys. Rev.* **129**, 677 (1963)
- [197] W. D. Hall et J. C. Zorn, *Measurement of alkali polarizabilities by deflection of a velocity-selected atomic beam*, *Phys. Rev. A* **10**, 1141 (1974)
- [198] R. Molof, H. Schwartz, T. Miller et B. Bederson, *Measurements of electric dipole polarizabilities of the alkali metal atoms and the metastable noble gas atoms*, *Phys. Rev. A* **10**, 1131 (1974)
- [199] A. Salop, E. Pollack et B. Bederson, *Measurement of the electric polarizabilities of the alkali using the EH gradient balance method*, *Phys. Rev.* **124**, 1431 (1961)
- [200] T. Chung et R. Hurst, *Dipole polarizabilities of the 2^3S_1 , and 2^1S_0 states of He and Li^+* , *Phys. Rev.* **152**, 35 (1966)
- [201] J.M. Amini et H. Gould, *High precision measurements of the static dipole polarizability of cesium*, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 153001 (2003)
- [202] W. L. Wiese, M. W. Smith et B. M. Miles, *Atomic Transition Probabilities, Vol II Sodium through calcium, a critical data compilation*, National bureau of standard (1969)
- [203] M.S. Safronova, W. R. Johnson et A. Derevianko, *Relativistic many body calculations of energy levels, hyperfine constants, electric-dipole matrix elements, and static polarizabilities for alkali atoms*, *Phys. Rev. A* **60**, 4476 (1999)
- [204] I. S. Lim, M. Pernpointner, M. Seth, J.K. Laerdahl et P. Schwerdtfeger, *Relativistic coupled cluster static dipole polarizabilities of the alkali metals from Li to element 199*, *Phys. Rev. A*, **60**, 4 (1999)
- [205] A. Derevianko, W.R. Johnson, M.S. Safronova et J.F. Babb, *High-Precision Calculations of Dispersion Coefficients, Static Dipole Polarizabilities, and Atom Wall Interaction Constant for Alkali-Metal Atoms*, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 18, (1999)
- [206] Z.-C. Yan and G. W. F. Drake, *Theoretical lithium $2^2S \rightarrow 2^2P$ and $2^2P \rightarrow 3^2D$ oscillator strengths*, *Phys. Rev. A* **52**, R4316 (1995)
- [207] Z.C. Yan et G.W.F. Drake, *Eigenvalues and expected values for the $1s^2 2s^2 S$, $1s^2 2p^2 P$ and $1s^2 3d^2 D$ states of lithium*, *Phys. Rev. A*, **52**, 3711 (1995)
- [208] W. I. McAlexander, E. R. I. Abraham, N. W. M. Ritchie, C. J. Williams, H. T. C. Stoof et R. G. Hulet, *Precise atomic radiative lifetime via photoassociative spectroscopy of ultra cold lithium*, *Phys. Rev. A* **51**, R871 (1995)
- [209] Z.-C. Yan, J.F. Babb, A. Dalpino and G.W.F. Drake, *Phys. Rev. A* **54**, 2824 (1996)
- [210] L. Qu, Z. Wang et B. Li, *Oscillator strengths for $2^2S - n^2P$ transitions of the lithium isoelectronic sequence*, *Eur. Phys. J. D.* **5**, 173-177 (1999)
- [211] G. Peach, H.E. Saraph et M.J. Seaton, *Atomic data for opacity calculations : IX. The lithium isoelectronic sequence*, *J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys.* **21**, 3669-3683 (1988)
- [212] E. Hollauer et M.A.C. Nascimmento, *Photoionization cross sections and dynamic polarizabilities for the lithium atom and positive ion using L^2 basis sets and correlated wave functions*, *Phys. Rev. A* **42**, 11 (1990)

- [213] H. P. Saha et D. Lin, *Theoretical study of the valence and core photoionization of three electron system from lithium to neon*, J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys. **30**, 1651 (1997)
- [214] C. Laughlin, *On the lifetime of the 2p level and the dipole polarizability and hyperpolarizability of lithium*, J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys. **28**, L701 (1995)
- [215] R. J. Drachman et A. K. Bhatia, *Rydberg levels of lithium*, Phys. Rev. A **51**, 2926 (1995)
- [216] W. Müller, J. Flesh et W. Meyer, *Treatment of intershell correlation effect in ab initio calculations by use of core polarization potentials. Method and application to alkali and alkaline earth atoms*, J. Chem. Phys. **80**, 3297 (1984)
- [217] C. Pouchan et D.M. Bishop, *Static dipole polarizability of the lithium atom, cation, anion*, Phys. Rev. A, **29**, 1 (1984)
- [218] F. Weinhol Proc.R.Soc.London.Ser. A **327**, 209 (1972)
- [219] U. Opik, *The interpretation of the energies of the 2D states of the lithium atom in terms of the polarization of the core by the outer electron*, J. Phys. B **2**, 1411 (1969)
- [220] M. Sundbom Arkiv Fysik **13**, 539 (1958)
- [221] A. Dalgarno and A. E. Kingston, Proc Roy Soc (London) A **73**, 455 (1959)
- [222] M.R. Flannery and A.L. Stewart, Proc. Phys. Soc., **82**, 188 (1963)
- [223] R. M. Sternheimer, *Electronics polarizabilities of alkali atoms*, Phys. Rev. **127**, 1220 (1962)
- [224] N. Kassimi et A. Thakkar, *Static hyperpolarizability of atomic lithium*, Phys. Rev. A **50**, 2948 (1994)
- [225] D. Parkinson, Proc. Phys. Soc. (London) A **75**, 169 (1960)
- [226] P. W. Langhoff et R. P. Hurst, *Multipole polarizabilities and shielding factors from Hartree Fock wave functions*, Phys. Rev. **139**, A 1415 (1965)
- [227] J. Lahiri et A. Mukherji, J. Phys. Soc. Jpn. **21**, 1178 (1966)
- [228] W. J. Stevens, *Molecular anions : the ground and excited states of LiF*, J. Chem. Phys. **72**(3), 1536 (1980)
- [229] G. Maroulis et D. M. Bishop, *On the electric polarisabilities of $Li^+(^1S)$, $Li(^2S)$ and $Li^-(^1S)$* , J. Phys. B : At. Mol. Phys. **19**, 369 (1986)
- [230] A. Dalgarno and R.M. Pengelly, Proc. Phys. Soc., **89**, 503 (1966)
- [231] R. M. Sternheimer, *Electronic polarizabilities of the Alkali atoms II*, Phys. Rev. **183**, 112 (1969)
- [232] G. M. Stacey. Proc. Phys. Soc., **88**, 897 (1966)
- [233] G.M. Stacey and A. Dalgarno, *Dipole spectrum of lithium*, J. Chem. Phys. **48**, 2515 (1968)
- [234] E.S. Chang. R.T. Pu and T.P. Das, *Many body calculation of atomic polarizability, Relation to Hartree Fock theory*, Phys. Rev. **174**, 16 (1968)
- [235] J.S. Sims, S.A. Hagstrom and J.R. Rumble. Jr., *Upper and lower bounds to atomic and molecular properties IV. Electric polarizabilities of three electron atoms by a lower bound procedure*, Phys. Rev. A **14**, 576 (1976)

- [236] J. Muszynska, D. Papierowaka, J. Pipin and W. Woznicki, *Int. J. Quantum Chem.* **22**, 1153 (1982)
- [237] J. Pipin et W. Woznicki, *Accurate variational wave functions for some members of the lithium isoelectronic sequence*, *Chem. Phys. Lett.* **95**, 392 (1983)
- [238] G. Maroulis et A.J. Thakkar, *Static hyperpolarisabilities and polarisabilities of Li*, *J. Phys. B* **22**, 2439 (1989)
- [239] J. Pipin et D. M. Bishop, *Accurate variational calculations of energies of the 2^2S , 2^2P and 3^2D states and the dipole, quadrupole and dipole quadrupole polarizabilities and hyperpolarizability of the lithium atom*, *Phys. Rev. A* **45**, 2736 (1992)
- [240] R.J. Wheatley and W.J. Meath, *Dispersion energy damping functions and their relative scale with interatomic separation for (H, He, Li)-(H, He, Li) interactions*, *Mol. Phys.* **80**, 25 (1993)
- [241] Z.W. Wang and K.T. Chung, *Dipole polarizabilities for the ground states of lithium like systems from $Z=3$ to 50*, *J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys.* **27**, 855 (1994)
- [242] A. Derevianko, J. F. Babb et A. Dalgarno, *High precision calculations of Van der Waals coefficients for heteronuclear alkali metal dimers*, *Phys. Rev. A* **63**, 052704 (2001)
- [243] B. Fricke, *On the correlation between electric polarizabilities and the ionization potential of atoms*, *J. Chem. Phys.* **84**, 862 (1986)
- [244] B.H. Bransden et C.J. Joachain, *Physics of atoms and Molecules*, edition Prentice All.
- [245] A. J. Thakkar et C. Lupinetti, *The polarizability of sodium : theory and experiment reconciled*, *Chem. Phys. Lett.* **402**, 270 (2005)
- [246] J.R. Mowat, *Stark effect in Alkali Metal ground-state hyperfine structure*, *Phys. Rev. A* **5**, 1059 (1972)
- [247] R. G. Newton, *Scattering Theory of Waves and particules* (McGraw-Hill), 1966
- [248] R. A. Cline, J. M. Miller et D. J. Heinzen, *Study of Rb_2 long range by high resolution photoassociation spectroscopy*, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 632 (1994)
- [249] P. D. Lett, K. Helmerson, W. D. Phillips, L. P. Ratliff, S. L. Rolston et M. E. Wagshul, *Spectroscopy of Na_2 by photoassociation of laser cooled Na*, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2200 (1993)
- [250] V. Bagnato, L. Marcassa, C. Tsao, Y. Wang et J. Weiner, *Two color spectroscopy of colliding ultracold atoms*, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 3225 (1993)
- [251] T. Walker et P. Feng, *Adv. Mol. Opt. Phys.* **34**
- [252] H. T. C. Stoof, *Formation of the condensate in a dilute Bose gas*, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 3148 (1991)
- [253] A. J. Moerdijk, W. C. Stawley, R. G. Hulet et B. J. Verhaar, *Negative scattering length of ultracold 7Li gas*, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 40 (1994)
- [254] A. J. Moerdijk et B. J. Verhaar, *Prospects for Bose Einstein condensation in atomic 7Li and ^{23}Na* , *Phys. Rev. Lett.* **73**, 518 (1994)
- [255] C. Champenois, E. Audouard, P. Duplaa et J. Vigué, *Refractive index for atomic waves : theory and detailed calculations*, *J. Phys. II France* **7** 523 (1997)

- [256] E. Audouard, P. Dupla et J. Vigué, *Glory and resonance effects in the index of refraction for atomic waves*, Europhys. Lett. **32**, 397 (1995)
- [257] E. Audouard, P. Dupla et J. Vigué, *Glory and resonance effects in the index of refraction for atomic waves*, Europhys. Lett. **37**, 311 (1997) (erratum)
- [258] R. C. Forrey, V. Kharchenko et A. Dalgarno, *On the statistical averaging procedure for the refractive index of matter waves*, J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys. **35**, L621 (2002)
- [259] S. Blanchard, D. Civello et R. C. Forrey, *Index of refraction for sodium matter wave travelling in a cold noble-gas medium*, Phys. Rev. A **67**, 0136044 (2003)
- [260] R. C. Forrey, L. You, V. Kharchenko et A. Dalgarno, *Refining molecular potentials using atom interferometry*, Phys. Rev. A **55**, R3311 (1997)
- [261] R. C. Forrey, L. You, V. Kharchenko et A. Dalgarno, *Index of refraction of noble gases for sodium matter waves*, Phys. Rev. A, **54**, 2180 (1996)
- [262] T. D. Hammond, *Atom interferometry : dispersive Index of refraction and rotation induced phase shifts for matter waves*, Thèse de doctorat, M. I. T. (1997)
- [263] V. F. Sears, *Fundamentals aspects of neutron optics*, Phys. Rev. Sec. Phys. Lett. **82**(1), 1982
- [264] M. Lax, *Multiple scattering of waves*. Review of modern physics, **23**, 287 (1951)
- [265] A. Messiah, Mécanique quantique tome2 (Ellipse)
- [266] G. Ury et L. Wharton, *Absolute Total Scattering Cross Section for $^7\text{Li-Ar}$* , J. Chem. Phys. **56**, 5832 (1972)
- [267] D. Cvetko, A. Lausi, A. Morgante, F. Tommasini, P. Cortona et M. Dondi, *A new model for atom-atom potentials*, J. Chem. Phys. **100**(3), 2052 (1994)
- [268] S. Patil, *Adiabatic potentials for alkali inert gas system in the ground state*, J. Chem. Phys. **94**(12), 8089 (1991)
- [269] U. Kleinekathöffer, K. Tang, J. Toennies et C. Yiu, *Potentials for some rare gas and alkali-helium systems calculated from the surface integral method*, Chem. Phys. Lett. **249**, 257 (1996)
- [270] L. Landau et E. Lifchitz, Quantum mechanics (Pergamon Pres, 1965)
- [271] C. Boisseau, E. Audouard, J. Vigué et V. Flambaum, *Analytical correction to the W. K. B. quantization condition for the highest levels in a molecular potential*, Eur. Phys. J. D. **12**, 199 (2000)
- [272] P. Dehmer et L. Wharton, *Absolute Total Scattering Cross Sections for ^7Li on He, Ne, Kr and Xe*, J. Chem. Phys. **57**, 4821 (1972)
- [273] E. W. Rothe, P. K. Rol, S. M. Trujillo et R. H. Neynaber, *Velocity dependence of the total cross section for the scattering of Li and K by Xe*, Phys. Rev. **128**(2), 659 (1962)
- [274] R. B. Bernstein, *Semiclassical analysis of the extrema in the velocity dependence of total elastic scattering cross sections relations to the bound states*, J. Chem. Phys. **38**, 2599 (1963)
- [275] R. Duren et H. Pauly, Z. Phys. **175**, 227 (1963)

- [276] R. K. B. Helbing, *Additional quantum effects in atom atom scattering higher order glory scattering*, J. Chem. Phys. **50**, 493 (1969)
- [277] H. Pauly, *Elastic cross sections : spherical potentials dans Atom-Molecule collision theory*, édité par R. Bernstein, p. 111 (Plenium Press, 1979)
- [278] N. F. Ramsey, *Molecular Beams*, Oxford press (1956)
- [279] D. H. Davis, *Monte Carlo Calculation of molecular Flow rates through a cylindrical elbow and pipes of others shapes*, J. Appl. Phys. **31**, 1169 (1960)
- [280] H.C.W. Beijerinck et N.F. Verster, *Velocity distribution and angular disribution of molecular beams from multichannel array*, Jour. Appl. Phys. B. **46**, 5 (1975)
- [281] M. S. Chapman, C. R. Ekstrom, T. D. Hammond, R. A. Rubenstein, J. Schiedmayer, S. Wehinger, et D. E. Pritchard, *Optics and interferometry with Na₂ molecules*, Phys. Rev. Lett. **74**, 4783 (1995)
- [282] A. Koden, G.T. Jensen, K. Domen, H. Beijerinck et K. Van Leeuwen, *Large angle adjustable coherent atomic beam splitter by Bragg scattering*, Phys. Rev. A **65**, 041601 (2002)
- [283] I. S. Gradshteyn et I. M. Ryzhik, *Tables of integrals, series and products*, 4th edn. (Academic Press 1980)
- [284] Y. Aharonov and D. Bohm, *Significance of electromagnetic potentials in the quantum theory*, Phys.Rev. **115**, 485 (1959)
- [285] A. Gorlitz, B. Schuh et A. Weis, *Measurement of the Aharonov Casher phase of aligned Rb atoms*, Phys. Rev. A **51**, R4305 (1995)
- [286] Y. Aharonov, P. Pearle et L. Vaidman, *Comment on Aharonov Casher effet : another exam of an Aharonov Bohm effect arising from a classical lag*, Phys. Rev. A **37**, 4052 (1988)
- [287] R. G. Chambers, *Shift of an electron interference pattern by enclosed magnetic flux*, Phys. Rev. Lett. **5**, 3 (1960)
- [288] A. Tononmura, N. Osaka, T. Masuda, T. Kawasaki, J. Endo, *Evidence for Aharonov Bohm effect with magnetic field completely shielded from electron wave*, Phys. Rev. Lett. **56**, 792 (1986)
- [289] A. Tononmura and M. Peshkin, *The Aharonov-Bohm Effect* (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 1989)
- [290] Y. Aharonov et A. Casher, *Topological effects for neutral particules*, Phys. Rev. Lett. **53**, 319 (1984)
- [291] A. Cimmino, G. Opat, A. Klein, H. Kaiser, S. Werner, M. Arif, et R. Clothier, *Observation of the topological Aharonov Casher phase shift by neutron interferometry*, Phys. Rev. Lett. **63**, 380 (1989)
- [292] H. Kaiser, S. Werner, R. Clothier, M. Arif, A. Klein, G. Opat et A. Cimmino, in Atomic Physics 12, edited by Z. Zorn e R. Lewis (AIP, New York) p247 (1991)
- [293] K. Sangster, E. Hinds, S. Barnett et E. Riis, *Measurement of the Aharonov-Casher phase in an atomic system*, Phys. Rev. Lett. **71**, 3641 (1993)
- [294] K. Sangster, E. Hinds, S. Barnett, E. Riis et A. Sinclair, *Aharonov Casher phase in an atomic system*, Phys. Rev. A **51**, 1776 (1995)

- [295] K. Zeiske, G. Zinner, F. Riehle et J. Helmcke, *Atom interferometry in a static electric field measurement of the Aharonov Casher phase*, Appl. Phys. B **60**, 205 (1995)
- [296] S. Yanagimachi, M. Kajiro, M. Machuya et A. Morinaga, *Direct measurement of the Aharonov Casher phase tensor Stark polarizability using a calcium atomic polarization interferometer*, Phys. Rev. A **65**, 042104 (2002)
- [297] J. P. Dowling, C. Williams, J. D. Franson, *Maxwell duality, Lorentz invariance, and topological phase*, Phys. Rev. Lett. **83**,13 (1999)
- [298] X. G. He et B. H. J. McKellar, *Topological phase due to electric dipole moment and magnetic monopole interaction*, Phys. Rev. A **47**, 3424 (1993)
- [299] M. Wilkens, *Quantum phase of a moving dipole*, Phys. Rev. Lett. **72**, 5 (1994)
- [300] G. Spavieri, *Classical Lagrangian and quantum phase of the dipole*, Phys. Lett. A **310**, 13 (2003)
- [301] J. Anandan, *Classical Quantum interaction of the dipole*, Phys. Rev. Lett. **85**, 1354 (199)
- [302] G. Spavieri, *Quantum effect of the Aharonov Bohm type for particles with an electric dipole moment*, Phys. Rev. Lett. **82**, 3932 (1998)
- [303] G. Spavieri et M. Wilkens, *Comment on quantum phase of a moving dipole*, Phys. Rev. Lett. **81**, 1533 (98)
- [304] S. Shevchenko, *Polarizable quantum systems in crossed electric and magnetic fields*, Phys. Rev. Lett. **75**, 3312 (1995)
- [305] H. Wei, R. Huan and X. Wei, *Quantum phase of induced dipoles moving in a magnetic field*, Phys. Rev. Lett. **75** 2071 (1995)
- [306] G. Rikken, C. Strohm et P. Wyder, *Observation of magnetoelectric directional anisotropy*, Phys. Rev. Lett. **89** 133005-1 (2002)
- [307] G. Rikken, C. Rizzo, *Magnetoelectric anisotropy of the quantum vacuum*, Phys. Rev. A **67**, 015801 (2003)
- [308] J. Muller, Formulaire technique de Mécanique générale, Imprimerie F. Paillard, p548
- [309] M. Chevrolier, M. Fichet, M. Oria, G. Rahmat, D. Bloch et M. Ducloy, *High resolution selective reflection spectroscopy as a probe of long range surface interaction : measurement of the surface van der Waals attraction exerted on excited s atoms*, J. Phys. II France **2**, 631 (1992)
- [310] H. B. G. Casimir et D. Polder, *The influence of retardation on the London van der Waals forces*, Phys. Rev. **73**, 360 (1948)
- [311] A. Anderson, S. Haroche, E. A. Hinds, W. Jhe et D. Meschede, *Measuring the van der Waals forces between a Rydberg atom and a metallic surface*, Phys. Rev. A **37**, 3594 (1988)
- [312] V. Sandoghdar, C. Suzenik et E. A. Hinds, *Direct measurement of the van der Waals Interaction between an Atom and its Images in a micron-sized Cavity*, Phys. Rev. Lett. **68**, 3432 (1992)
- [313] C. I. Sukenik, M. G. Boshier, D. Cho, V. Sandoghdar et E. Hinds, *Measurement of the Casimir-Polder Force*, Phys. Rev. Lett. **70**, 560 (1993)

- [314] R. Bruhl, P. Fouquet, R. Grisenti, J. P. Toennies, G. Hegerfeldt, T. Kohler, M. Stoll et C. Walter, *The van der Waals potential between metastable atoms and solid surfaces : novel diffraction experiments vs. theory*, Eur. Phys. Lett. **59**, 357 (2002)
- [315] T. Pasquini, Y. Shin, M. Saba, A. Schirotzek, D. Pritchard et W. Ketterle, *Quantum reflection from a solid surface at normal incidence*, Phys. Rev. Lett. **93**, 223201 (2004)
- [316] V. Druzhinina et M. Dekieviet, *Experimental observation of quantum reflection far from threshold*, Phys. Rev. Lett. **91**, 193202 (2003)
- [317] D. M. Harber, J. M. Obrecht, J. McGuirk et E. Cornell, *Measurement of the Casimir Polder force through center of mass oscillations of a Bose Einstein condensate*, Phys. Rev. A **72**, 033610 (2005)
- [318] Y. Lin, I. Teper, C. Chin et V. Vuletic, *Impact of the Casimir Polder potential and Johnson noise on Bose Einstein Condensate Stability near surfaces*, Phys. Rev. Lett. **92**, 050404-1 (2004)
- [319] D. W. Keith, M. L. Schattenburg, H. I. Smith et D. E. Pritchard, *Diffraction of Atoms by a transmission Grating*, Phys. Rev. Lett. **61**, 1580 (1988)
- [320] R. Brühl, P. Fouquet, R. E. Gisenti, J. P. Toennies, G. C. Hegerfeldt, T. Köhler, M. Stoll et C. Walter, *The Van der Waals potential between metastable atoms and solid surfaces : Novel diffraction experiments*, Europhys. Lett. **59**, 357 (2002)
- [321] A. Cronin et J. Perreault, *de Broglie Wave phase shifts induced by surfaces closer than 25nm*, Journ. of Physics : conference series, **19**, 48 (2005)
- [322] C. Champenois, M. Buchner et J. Vigué, *Fringe contrast in three grating Mach Zehnder atomic interferometers*, Eur. Phys. J. D **5**, 363 (1999)
- [323] X. Pjjang, F. Toigo, M. Cole, Surf. Sci. **145**, 281 (1984)
- [324] C. Sansonetti, B. Richou, J. R. Engleman et L. Radziemski, *Measurement of the resonance lines of ^6Li and ^7Li by Doppler free frequency-modulation spectroscopy*, Phys. Rev. A **52**, 2682 (1995)