



HAL
open science

Jet lent d'atomes d'argon métastables pour l'étude de l'échange de métastabilité, des interactions de van der Waals et des milieux d'indice négatif.

Thierry Taillandier-Loize

► **To cite this version:**

Thierry Taillandier-Loize. Jet lent d'atomes d'argon métastables pour l'étude de l'échange de métastabilité, des interactions de van der Waals et des milieux d'indice négatif.. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Paris-Nord - Paris XIII, 2014. Français. NNT : 2014PA132039 . tel-01233265

HAL Id: tel-01233265

<https://theses.hal.science/tel-01233265v1>

Submitted on 27 Mar 2018

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Université Paris 13 – École doctorale Galilée
Laboratoire de Physique des Lasers

THÈSE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR EN PHYSIQUE DE L'UNIVERSITÉ PARIS 13

présentée par

Thierry TAILLANDIER-LOIZE

JET LENT D'ATOMES D'ARGON MÉTASTABLES POUR L'ÉTUDE DE L'ÉCHANGE DE MÉTASTABILITÉ, DES INTERACTIONS DE VAN DER WAALS ET DES MILIEUX D'INDICE NÉGATIF

sous la direction de M. Francisco PERALES

Thèse soutenue publiquement le 9 décembre 2014 devant le jury composé de :

Président	M. Patrice FÉRON	Pr. de l'ENSSAT
Directeur de thèse	M. Francisco PERALES	MCF de l'université Paris 13
Rapporteurs	M. Jacques ROBERT	Pr. de l'université Paris Sud
	M. Matthias BÜCHNER	CR de l'université Paul SABATIER
Examineurs	Mme Anne AMY-KLEIN	Pr. de l'université Paris 13
	M. Badr-Eddine BENKELFAT	Pr. de l'école Télécom SudParis
	M. Vincent JOSSE	MCF de l'institut d'Optique
	M. Bruno VIARIS DE LESEGNO	MCF de l'université Paris Sud

À ma grand-mère Odette et à ma fille Ève

« Eh bien, sachez-le ! Ce drame n'est ni
une fiction, ni un roman ; *all is true* (...) »
Honoré de Balzac, *Le père Goriot*

Remerciements

Ces pages liminaires, quelques peu personnelles, sont l'occasion pour moi de citer quelques noms qui ont comptés dans la réalisation de ce passionnant projet que constitue cette thèse.

Mes premières pensées vont naturellement aux membres de l'équipe Optique et interférométrie atomiques. Je voudrais particulièrement remercier mon directeur de thèse, Francisco PERALES, pour avoir cru en moi et accepté de m'intégrer dans son équipe. Sa confiance n'a jamais fléchi même lorsque j'ai demandé une prolongation d'une année et j'ai pu mesurer l'estime qu'il avait de moi lors de son soutien pour ma candidature à l'école Télécom SudParis. Je tiens ici à témoigner que cette estime est totalement réciproque. Deux autres personnes du groupe ont été décisives dans ma progression scientifique. Tout d'abord, je pense à Gabriel DUTIER qui fut mon premier contact avec l'équipe avec qui j'ai tout de suite ressenti une réelle affinité professionnelle. Durant ces quatre années, il a été bien plus qu'un encadrant, il fut un véritable collègue de labeur avec qui les échanges furent nombreux et toujours constructifs. Je te remercie donc d'avoir toujours pris le temps d'être à mon écoute même quand la fatigue était présente. . . mais je comprends l'effet de nuits trop courtes (sacrées chipies !). Ensuite, je ne peux laisser sous silence l'admiration que j'ai pour Jacques BAUDON et son savoir immense, tant en physique qu'en culture générale. Je me rappellerai toujours de la première fois où j'ai rencontré cette personnalité. Je venais prendre contact pour éventuellement intégrer l'équipe et après sa présentation, Gabriel m'a emmené voir Jacques en lui disant à peu près ceci : « Parle-lui afin de le convaincre de rejoindre l'équipe IOA » (ancien nom du groupe). J'ai alors bu ses paroles et j'ai tout de suite su que j'aurais tout à gagner à côtoyer de tels scientifiques. Mais au-delà de leurs connaissances, le côté humain de chacun d'eux a définitivement arrêté mon choix. Si je devais faire un bilan de ces années passés, je dirais, sans hésiter, que je ne me suis pas trompé. Je fais également un clin d'œil à Nathalie FABRE qui a rejoint l'équipe dans mes derniers mois de présence. Ce fut un réel plaisir de lui présenter l'expérience et ces qualités seront un atout pour le groupe. Je voudrais la remercier pour la relecture attentive de ce manuscrit et lui souhaite longue vie chez OIA. Je me dois aussi de remercier Syed ALJUNID, post-doctorant, qui a pensé et mis en place la partie optique. Dans une équipe comme la nôtre, aussi petite en nombre (mais pas en talents), partager ces quelques mois

avec Syed fut un moment passionnant de par ses qualités humaines et scientifiques.

Dans la même lignée, je voudrais remercier les deux directeurs successifs du Laboratoire de physique des lasers, à savoir messieurs Charles DESFRANÇOIS et Olivier GORCEIX. En effet, j'ai perçu leur approbation dans ma démarche comme une marque de confiance et une certaine reconnaissance de mes qualités. J'ai pu mesurer leur regard sur moi lors de ma candidature à mon poste actuel. Bien entendu, un laboratoire ne se résume pas à quelques personnes et je voudrais remercier toutes ceux et celles avec qui j'ai pu interagir. Parmi celles-ci, je voudrais citer quelques noms remarquables tels que Solen GUEZENEC, responsable administratif, pour tous ses conseils ; notre mécanicien, Albert KALADJIAN qui a eu la gentillesse de m'apprendre les rudiments des machines-outils et Fabrice WIOTTE pour son savoir faire et sa disponibilité.

En complémentarité du laboratoire, je n'oublie pas l'école doctorale et en particulier son directeur Vincent LORENT. Je repense à la discussion au milieu du premier trimestre de ma deuxième année de master où il me mettait en garde sur les difficultés pour accéder aux carrières universitaires et ce vis-à-vis de mon parcours antérieur. Mais, j'en ai retenu le fait qu'il m'encourageait, malgré tout, à poursuivre dans mon choix et je tiens à lui témoigner ma gratitude. Une thèse est principalement le fait de recherches scientifiques mais aussi d'obligation de formations. Même si ce n'est pas la priorité d'un doctorant, cette dernière est incontournable. Durant mes trois premières années, j'ai eu la chance d'avoir une interlocutrice souriante et compréhensive en la personne de Sandrine CARON.

Ces quatre années se sont conclues par ma soutenance le 09 décembre 2014. Celle-ci n'aurait pu avoir lieu sans le remarquable travail de lecture et les judicieuses remarques des deux rapporteurs : messieurs Jacques ROBERT (professeur de l'université Paris Sud) et Matthias BÜCHNER (chargé de recherche de l'université Paul SABATIER). Je tiens également à remercier monsieur Patrice FÉRON (professeur de l'ENSSAT) d'avoir accepté d'endosser le rôle de président de mon jury. Je remercie également mes examinateurs : madame Anne AMY-KLEIN (professeur de l'université Paris 13) ; messieurs Badr-Eddine BENKELFAT (professeur de l'école Télécom SudParis), Vincent JOSSE (maître de conférence de l'institut d'Optique) et Bruno VIARIS DE LESEGNO (maître de conférence de l'université Paris Sud). Je tenais à vous remercier pour vos commentaires et vos questions qui montrent que le travail de recherche n'est jamais fini et qu'il s'enrichit au contact de personnes d'horizons divers.

C'est dans cet esprit de continuité que je voudrais souhaiter bonne chance à mon successeur Franck CORREIA. Je te remercie de m'avoir permis de présenter les résultats préliminaires sur les milieux d'indice négatif. J'espère que tu passeras d'aussi bonnes années dans ce groupe que celles que j'ai pu passer... et il n'y a aucune raison qu'il en soit autrement.

En plus de la recherche, j'ai eu la chance d'enseigner à l'institut Galilée. Je voudrais donc remercier l'ensemble des personnes avec qui j'ai pu exercer. J'ai une pensée particulière pour Mourad CHERIF, directeur du département de physique de l'institut ; pour Tatiana et nos discussions sur l'optique et l'EDFA ; pour Silvana et sa confiance sans faille ; pour Yann et ses TD de dernières minutes en mécanique du point ; pour Frédéric qui a accepté d'introduire

un peu de filtrage passif et pour Christophe avec qui j'ai pu côtoyer mes premiers ingénieurs télécom. Je voudrais par ailleurs souligner sa bonne humeur lorsqu'il m'a sollicité pour des activités de vulgarisation.

Enfin, mes dernières lignes iront vers les personnes qui me sont le plus proches. Certes, elles n'ont pas contribué directement à ma production scientifique mais leur présence à mes côtés a eu un impact indéniable sur la qualité de mon travail. Je pense naturellement à ma compagne Anne-Lise qui a été d'un soutien indéfectible. Je te remercie mille fois pour tout ce que tu es. Je voudrais remercier tout ceux qui m'ont soutenu : mon père ; Bernard et Marie-Hélène ; Franck, Cécile, Lucie et Loïc ; Marilyne et Pascal ; Sandrine ; Alexandra ; d'autres que j'oublie sûrement et je m'en excuse. Mes derniers mots iront pour la plus chère dans mon cœur : ma fille Ève. Ton sourire m'a souvent remis du baume au cœur dans les moments difficiles. Je voudrais que tu m'excuses de ne pas avoir été aussi présent pour toi que tu l'aurais souhaité et que je l'aurais voulu : je t'aime mon « bébé cœur ».

Table des matières

Table des figures	13
Liste des tableaux	17
Liste des symboles	19
Introduction	23
1 Jet d'argon métastable ralenti	27
1.1 Présentation du dispositif expérimental	27
1.2 Jet d'argon métastable	28
1.3 Ralentissement du jet atomique	31
1.4 Systèmes de détection	35
1.4.1 Channeltron	36
1.4.2 Détecteur à ligne à retard	36
1.5 Vide	38
1.6 Caractérisation du jet d'argon métastable	39
1.6.1 Efficacité d'excitation	40
1.6.2 Vitesse et distribution de vitesse	42
1.6.3 Distribution spatiale	43
2 Échange de métastabilité à très faible énergie centre de masse	49
2.1 Section efficace d'échange théorique	49
2.1.1 Présentation du problème	49
2.1.2 Diffusion dans un champ central	50
2.1.3 Pseudo-molécule Ar-Ar*	54
2.1.4 Résultats théoriques	56
2.1.5 Validité de l'approximation JWKB	58
2.2 Section efficace d'échange expérimentale	59

2.2.1	Section efficace géométrique	59
2.2.2	Méthode expérimentale	61
2.2.3	Énergies centre de masse	63
2.2.4	Nombre d'atomes métastables et flux d'atomes échangés	65
2.2.5	Surface des atomes d'argon métastables	67
2.2.6	Flux d'atomes à l'état fondamental	69
2.2.7	Résultats expérimentaux	69
3	Jet brillant d'atomes d'argon métastables lents	73
3.1	Principes généraux	73
3.1.1	Piège magnéto-optique	73
3.1.2	Jet atomique	74
3.2	Dispositif Optique	75
3.2.1	Source laser	75
3.2.2	L'asservissement	77
3.2.3	Changements de fréquence	79
3.2.4	Distribution des fréquences	80
3.3	Champs magnétiques	81
3.4	Caméra infra-rouge	84
3.4.1	Présentation	84
3.4.2	Calibration	85
3.4.3	Fluorescence du piège	86
3.5	Vide dans l'enceinte du piège	87
3.6	Production du jet atomique poussé	88
3.7	Caractérisation du piège magnéto-optique	90
3.7.1	Taille et nombre d'atomes piégés	90
3.7.2	Vitesse de capture	91
3.7.3	Influence du gradient de champ magnétique	92
3.7.4	Temps de chargement	93
3.7.5	Temps de vie	94
3.7.6	Déplacement	94
3.8	Caractérisation du jet atomique poussé	96
3.8.1	Détermination des caractéristiques	96
3.8.2	Gradient du champ magnétique du piège	99
3.8.3	Polarisation du faisceau optique pousseur	99
3.8.4	Intensité du faisceau optique pousseur	100
3.8.5	Temps de poussée	101
3.8.6	Décalage en fréquence du faisceau optique pousseur	102
3.8.7	Caractérisation à vitesse constante	104
3.8.8	Temps d'extinction des faisceaux optiques du piège	105

3.8.9	Comparaison avec le faisceau atomique issu du ralentisseur Zeeman . . .	108
3.8.10	Jet atomique continu	109
3.9	Perspectives	110
4	Interférométrie et optique atomique	111
4.1	Rayon de cohérence	111
4.2	Interactions atome-surface	114
4.2.1	Potentiels atome-surface anisotropes	114
4.2.2	Transitions inélastiques	117
4.3	Résultats expérimentaux préliminaires	120
4.4	Potentiels comobiles pour les ondes de matières	125
4.4.1	Principe	125
4.4.2	Milieux d'indice négatif pour les ondes de matières	128
4.4.3	Rebroussement temporel	132
4.4.4	Ralentisseur comobile	135
4.4.5	Dispositif magnétique	139
	Conclusion	143
	Annexe A Équation de Schrödinger dans un champ central	145
	Annexe B Approximation JWKB	147
	Annexe C Résolution numérique de la section d'échange	151
	Annexe D Métrologie	155
D.1	Loi normale	155
D.2	Loi uniforme	156
D.3	Incertitude-type composée	157
	Annexe E Optique pour un faisceau gaussien	159
E.1	Injection dans une fibre à maintien de polarisation	159
E.2	Faisceau en sortie de fibre	161
E.3	Télescope	162
	Bibliographie	165

Table des figures

1.1	Dispositif expérimental	27
1.2	Schéma de principe d'un jet d'atomes métastables	28
1.3	Ensemble cathode et grille	30
1.4	Transitions atomiques de l'argon	32
1.5	Ralentisseur : vitesse et champ magnétique théoriques	33
1.6	Schéma de principe du dispositif laser	34
1.7	Schéma de principe de la chaîne de mesures	35
1.8	Channeltron et détecteur à ligne à retard	37
1.9	Pendule à torsion	40
1.10	Vitesses et distributions de vitesses atomique en sortie de ralentisseur Zeeman	43
1.11	Isotropie spatiale du jet atomique et zones d'ombre au niveau du détecteur .	44
1.12	Distributions spatiales du jet atomique ralenti	45
2.1	Vitesses et référentiels	49
2.2	Voies avec et sans échange	55
2.3	Potentiers 2_g et 2_u de la pseudo molécule Ar-Ar*	57
2.4	Section efficace d'échange théorique	57
2.5	Sections d'échange par résolution numérique de l'équation différentielle	59
2.6	Représentation des données pour le calcul de la section efficace	60
2.7	Dispositif expérimental pour l'étude de l'échange de métastabilité	61
2.8	Principe de l'échange de métastabilité entre deux faisceaux atomiques	62
2.9	Repérage des pics dans les spectres de temps de vol	64
2.10	Spectres de temps de vol pour $t_{AOM} = 2,1$ ms	66
2.11	Image 2D et profil du faisceau atomique	67

2.12	Sections efficaces d'échange expérimentales	70
3.1	Différentes configurations du jet atomique	75
3.2	Schéma de principe de la source laser	76
3.3	Schéma de principe du système optique d'asservissement	78
3.4	Synoptique du système électronique d'asservissement	78
3.5	Schéma de principe des changements de fréquence optique	79
3.6	Table optique côté salle d'expériences	80
3.7	Définition des axes du piège magnéto-optique	82
3.8	Gradients du champ magnétique du piège	83
3.9	Face avant du programme LabVIEW™ qui contrôle la caméra du piège	85
3.10	Dispositif de calibration du couple caméra-objectif	85
3.11	Face avant du programme LabVIEW™ qui contrôle le MOT et le faisceau pousseur	89
3.12	Image et profil d'un nuage d'Ar* piégés	91
3.13	Vitesse de capture du MOT	92
3.14	Influence du gradient magnétique sur les caractéristiques du MOT	93
3.15	Temps de chargement du piège	93
3.16	Temps de vie du piège	94
3.17	Déplacement du piège en fonction des champs magnétiques de compensation .	95
3.18	Relation entre temps de vol sur le détecteur à ligne à retard et vitesse atomique du jet poussé	96
3.19	Définitions des différentes données pour la caractérisation du jet atomique . .	97
3.20	Artefact de mesure	98
3.21	Influence du gradient du champ magnétique sur le faisceau atomique poussé .	99
3.22	Influence de l'intensité de faisceau optique pousseur sur la vitesse du faisceau atomique	100
3.23	Influence de l'intensité de faisceau optique pousseur sur les caractéristiques du faisceau atomique	101
3.24	Influence du temps de poussée sur les caractéristiques du faisceau atomique poussé	102
3.25	Influence du décalage en fréquence du faisceau optique pousseur sur les carac- téristiques du faisceau atomique	103
3.26	Caractéristiques du faisceau atomique poussé à vitesse constante	104
3.27	Influence des faisceaux optiques du MOT sur le jet atomique poussé	106

3.28	Modélisation de la vitesse des atomes en fonction du temps de poussée laser	107
3.29	Comparaison entre jets atomiques ralentis et poussés	108
3.30	Imagerie 2D du jet atomique poussé en continu	109
3.31	Flux et brillance du jet atomique poussé en continu	109
4.1	Schéma de principe pour déterminer le profil d'un faisceau gaussien	112
4.2	Contraste de la diffraction du jet atomique par deux fentes	113
4.3	Variations d'énergies atomiques dues aux interactions atome-surface	117
4.4	Probabilités de transitions inélastiques	119
4.5	Réseau nanométrique en or	120
4.6	Repère et angles liés au réseau nanométrique	121
4.7	Figure de diffraction	121
4.8	Normalisation des figures de diffraction	122
4.9	Projections de figures de diffraction	123
4.10	Figures de diffraction avec calcul en régime de Fraunhofer	123
4.11	Figures de diffraction avec calcul en régime de Fresnel	124
4.12	Images MEB du réseau en or	124
4.13	Dépendance temporelle du potentiel magnétique comobile	129
4.14	Trajectoires du centre du paquet d'ondes soumis à un champ comobile	130
4.15	Séparatrice et interféromètre atomique à milieu d'indice négatif	131
4.16	Évolution de la largeur relative du paquet d'ondes soumis à un champ comobile	135
4.17	Trajectoires du centre du paquet d'ondes soumis à une impulsion courte	136
4.18	Ralentisseur atomique par champ magnétique comobile	137
4.19	Ralentisseur atomique par un potentiel comobile optique	139
4.20	Dispositif magnétique pour champ comobile	140
4.21	Caractérisation du dispositif magnétique pour champs comobiles en mode im- pulsionnel	140
4.22	Champs magnétiques du dispositif comobile en fonction de l'aimant et du courant	141
4.23	Champs magnétiques exponentiellement décroissants	142
4.24	Plateforme cinématique SmarPod 110.45	142
D.1	Loi normale	155
D.2	Loi uniforme	156
E.1	Profils de deux types de fibre à maintien de polarisation	159

E.2	injection d'une fibre à maintien de polarisation	160
E.3	Schéma de principe pour déterminer le profil d'un faisceau gaussien	161
E.4	Mesures et ajustement du profil gaussien d'un faisceau laser	162

Liste des tableaux

1.1	Caractéristiques spatiales du faisceau atomique ralenti	47
2.1	Valeurs numériques des potentiels 2_g et 2_u	57
2.2	Énergies centre de masse en fonction du temps de ralentissement	65
2.3	Nombre d'atomes échangés	67
2.4	Distances et surfaces de croisements des faisceaux atomiques	69
3.1	Caractérisation des champs magnétiques environnants le MOT	83
3.2	Caractérisation des objectifs	86
3.3	Déplacement du MOT par les bobines de compensation	95
3.4	Influence de la polarisation de faisceau pousseur sur le jet atomique	100
3.5	Paramètres des différents cas d'étude de l'influence des faisceaux optiques du MOT sur le jet atomique poussé	105
3.6	Paramètres des différents cas d'étude de l'influence des faisceaux optiques du MOT sur le jet atomique poussé	107
4.1	Rayons de cohérence du jet atomique poussé	114
4.2	Caractéristiques dynamiques du SmarPod 110.45	142

Liste des symboles

Anglicismes et acronymes

<i>Chiller</i>	Groupe réfrigérant
<i>Detuning</i>	Différence entre la fréquence du laser et celle de la transition atomique
<i>Fit</i>	Courbe d'ajustement
<i>Nozzle</i>	Tuyère
<i>Skimmer</i>	Écorceur
<i>Waist</i>	Rayon minimal d'un faisceau laser mesuré, pour un profil gaussien, à $1/e$ du champ électrique maximum, soit $1/e^2$ de la puissance maximale
AOM	Modulateur acousto-optique (<i>Acousto-Optic Modulator</i>)
DLD	Détecteur à ligne à retard (<i>Delay Line Detector</i>)
FWHM	Largeur totale à mi-hauteur (<i>Full Width at Half Maximum</i>)
He	Hélium
MCP	Galette de microcanaux (<i>MicroChannel Plate</i>)
MOT	Piège magnéto-optique (<i>Magneto-Optical Trap</i>)
N ₂	Molécule d'azote
Ne	Néon
NIM	Tensions de 0 V et -0,8 V, sous 50 Ω, pour les niveaux logiques respectifs 0 et 1 (<i>Nuclear Instrumentation Methods</i>)
TTL	Tensions de 0 V et +5 V pour les niveaux logiques respectifs 0 et 1 (<i>Transistor-Transistor Logic</i>)
u.a.	Unité arbitraire
ua	Unité atomique

Constantes

\hbar	Constante de Planck réduite : $\hbar = 1,054\ 571\ 726\ (47) \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$
i	Nombre imaginaire tel que $i^2 = -1$
λ_{Ar}	Longueur d'onde de la transition $^3\text{P}_2 \leftrightarrow ^3\text{D}_3$ de l'argon : $\lambda_{\text{Ar}} = 811,531 \text{ nm}$ (dans l'air)
μ_B	Magnéton de Bohr : $\mu_B = 927,400\ 968\ (20) \times 10^{-26} \text{ J} \cdot \text{T}^{-1}$
a_0	Rayon de Bohr : $a_0 = 52,917\ 721\ 092\ (17) \text{ pm}$
c	Vitesse de la lumière dans le vide : $c = 299\ 792\ 458 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$
E_h	Énergie de Hartree : $E_h = 27,211\ 385\ 05\ (60) \text{ eV}$
h	Constante de Planck : $h = 6,626\ 069\ 57\ (29) \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$
k_B	Constante de Boltzmann : $k_B = 1,380\ 648\ 8\ (13) \times 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$
m_e	Masse de l'électron : $m_e = 9,109\ 382\ 91\ (40) \times 10^{-31} \text{ kg}$
m_{Ar}	Masse de l'argon : $m_{\text{Ar}} = 39,948 \text{ u}$ (unité de masse atomique unifiée)
q	Charge élémentaire : $q = 1,602\ 176\ 565\ (35) \times 10^{-19} \text{ C}$
eV	Électron-volt : $1 \text{ eV} = 1,602\ 176\ 565\ (35) \times 10^{-19} \text{ J}$
u	Unité de masse atomique unifiée : $1 \text{ u} = 1,660\ 538\ 921\ (73) \times 10^{-27} \text{ kg}$

Variables

τ_{MOT}	Constante de temps du chargement du MOT
$\delta v/v$	Distribution de vitesse longitudinale relative
δ	Différence entre la fréquence du laser et celle de la transition atomique (<i>detuning</i>)
δ_{MOT}	<i>Detuning</i> des faisceaux optiques du MOT
δ_p	<i>Detuning</i> du faisceau optique pousseur
Γ	Largeur de la transition atomique
λ	Longueur d'onde
λ_{dB}	Longueur d'onde de de Broglie
τ	Durée de vie de la transition atomique
$F_{1,2,3}$	Atomes d'Ar* rapides (<i>Fast</i>) issus de la fente 1, 2 ou 3
R_1	Atomes d'Ar* issu de la fente 1 ralentis par le faisceau laser résiduel (<i>Residual</i>)
$S_{1,2}$	Atomes d'Ar* lents (<i>Slow</i>) issus de la fente 1 ou 2

Br	Brillance du jet atomique issu du MOT, exprimé en $s^{-1} \cdot s^{-1}$
$d_{\text{détéc}}$	Distance entre le channeltron et le détecteur à ligne à retard
I_p	Intensité du faisceau optique pousseur
I_{sat}	Intensité de saturation de la transition atomique
k	Vecteur d'onde
N_{Ar^*}	Nombre d'atomes d'Ar* du jet atomique poussé
P_{MOT}	Puissance optique d'un faisceau du MOT
T	Température
t_{exp}	Temps d'exposition de la caméra infra-rouge
t_{MOT}	Temps d'extinction des faisceaux optiques du MOT
t_p	Temps d'allumage du faisceau optique pousseur

Introduction

Durant les dix dernières années, l'utilisation des propriétés exceptionnelles des atomes froids est devenue le sujet de nombreuses expériences, comme par exemple la métrologie, les interactions fondamentales, le condensat de Bose Einstein (BEC) ou encore l'interférométrie atomique. Parallèlement, le monde des nanotechnologies a ouvert la porte à une physique nouvelle dans ses potentialités exploratoires. La réunion de ces deux domaines, apparemment relativement distincts, se découvre aujourd'hui dans de grands groupes de recherche et elle permet alors le maniement des concepts fondamentaux de la physique quantique : observation d'un plasmon de surface avec un BEC, mesures ultra précises de champs électrique ou magnétique, interaction atomes-surface de nanotube de carbone, mesure de phases topologiques par interférométrie atomique avec des nano-réseaux, etc.

Les travaux présentés dans ce mémoire recouvrent différents aspects de la physique atomique avec l'atome d'argon métastable (Ar^*) pour fil conducteur. En effet le groupe Optique et Interférométrie Atomique (OIA) s'intéresse depuis longtemps aux interactions entre atomes et potentiels, ceux-ci pouvant être de différentes natures, comme par exemple l'échange de métastabilité entre un atome à l'état excité et un atome à l'état fondamental [1]. L'emploi de réseaux en transmission et en réflexion, micrométrique et nanométrique, ont permis l'étude du potentiel de van der Waals entre différents gaz rares et différentes surfaces, telles que le cuivre, le nitrure de silicium ou bien encore l'or [2,3]. L'ajout d'un champ magnétique à de tels réseaux autorise alors un couplage entre sous-niveau Zeeman induit par van der Waals [4–6]. Travailler avec un gaz rare présente l'avantage que celui-ci est inerte vis-à-vis des objets à « sonder » et prendre un atome plus lourd que l'hélium offre des propriétés quantiques intéressantes comme le fait de posséder un moment orbital. L'argon a été retenu car, dans les années 2000, il était plus facile de trouver des lasers autour de 811 nm qu'autour de 1,06 μm dans le cas de l'hélium et bien plus pratique que l'emploi d'un laser à colorant dans le cas du néon (632 nm ou 1,15 μm). De plus, il présente l'avantage d'être très courant (il représente 0,933 % de l'atmosphère terrestre) et est donc bon marché (à l'inverse du krypton). Rendre ces atomes métastables permet de les détecter facilement grâce une plaque à émission secondaire sur laquelle un atome métastable extraira un électron Auger, l'énergie d'excitation de

l'Ar* étant d'une douzaine d'électron-volts.

Le premier chapitre porte sur le jet atomique ralenti à l'aide d'un ralentisseur Zeeman mis en place avant mon arrivée. Je vais y présenter le dispositif expérimental en allant de la production des atomes métastables jusqu'aux détecteurs. Je développerai la mise en place d'une nouvelle source d'atomes métastables qui a permis d'augmenter le flux d'Ar*. Je terminerai ce chapitre par mes premiers résultats au sein de l'équipe, à savoir la caractérisation du jet d'argon métastable ralenti sur les plans de l'efficacité d'excitation, de la vitesse et de la distribution spatiale. Malgré ces mauvaises caractéristiques, la ténacité et la patience de M Hamamda ont permis l'étude des interactions van der Waals-Zeeman [7]. C'est dans ces mêmes conditions que j'ai mené mes premières expériences au sein du groupe OIA.

L'étude des collisions atomiques est un domaine qui date du début du XX^e siècle et qui a été initiée par la fameuse expérience de Rutherford (1909). Parmi les différents processus mis en jeu (collision élastique ou inélastique), je me suis intéressé à une configuration de sortie : l'échange de métastabilité. L'étude de ce processus est bien connu et a porté sur la quasi-totalité des gaz rares : hélium [8–10], néon [11], argon [12], krypton [13] et xénon [14]. Cependant, la plupart des travaux cités ont été réalisés par la mesure de la largeur de la courbe de résonance magnétique du gaz dans une cellule et le plus souvent à température ambiante. Dans le cas de l'argon [12], la mesure du signal de diffusion est réalisée dans une gamme d'énergie élevée (dizaines d'électronvolts). Grâce aux techniques de ralentissement, l'équipe OIA a pu effectuer une mesure relative de l'échange de métastabilité de l'argon dans une gamme d'énergie centre de masse allant de 12 à 24 meV [1]. C'est dans la continuité de ces derniers travaux que s'inscrit le second chapitre. La mise en place d'un dispositif permettant un moindre ralentissement des atomes, m'a permis d'atteindre une gamme d'énergie centre de masse non encore explorée dans le cas de l'argon : de 4,5 à 8,7 meV. Nos expériences mettent en jeu des paquets d'atomes qui se croisent, il est donc impossible d'isoler un évènement (spatialement ou temporellement). Nos mesures reposent donc sur une statistique dépendant des caractéristiques intrinsèques de ces faisceaux atomiques (densité, géométrie). La caractérisation des collisions en général passe par le calcul de la section efficace qui permet de s'affranchir de ces caractéristiques afin de ne conserver que la dynamique d'interaction des particules. Une première partie est consacrée au calcul de la section efficace d'échange théorique par l'approximation JWKB. La validité de cette approximation sera confirmée par la résolution de l'équation de Schrödinger qui débouche sur un calcul analytique des déphasages des potentiels de la pseudo-molécule Ar-Ar*. Dans un second temps, je présente les conditions expérimentales ainsi que les résultats obtenus. Par apport aux mesures précédemment effectuées par le groupe, la particularité de ces travaux réside dans une mesure absolue de la section d'échange.

Les conditions expérimentales décrites dans le premier chapitre ne permettent pas d'obtenir des vitesses très lentes, plusieurs dizaines de mètres par seconde au mieux. Mais, cela est au prix d'une très grande dégradation des caractéristiques tant de vitesse que spatiale

du faisceau atomique en sortie de ralentisseur Zeeman. Celles-ci ne sont pas satisfaisantes pour effectuer les expériences de physique atomique envisagées par le groupe : interactions atome-surface de plus en plus fines (avec du graphène, par exemple), milieux d'indices négatifs pour les ondes de matières [15] mais aussi caractérisation de nanostructures. De plus, dans la configuration où le détecteur est dans l'alignement du ralentisseur, un bon nombre d'atomes « inutiles » ont été détectés : 3P_0 , 3P_2 non ralentis et 3P_2 , atomes qui n'ont pas participé à l'interaction recherchée. Toutes ces réflexions ont mené le groupe à passer une étape : la réalisation d'un piège magnéto-optique (MOT pour *Magneto-Optical Trap*) duquel sera extrait un jet lent. Le piégeage optique est issu d'une idée de J. Dalibard [16] et repris par D. E. Pritchard qui a réalisé le premier MOT [17, 18]. Concernant la réalisation d'un piège d'Ar*, j'ai pu m'appuyer sur les travaux de F. Shimizu [19] et C. I. Sukenic [20]. Le troisième chapitre aborde, dans un premier temps, les principes généraux du piège magnéto-optique ainsi que les techniques d'extraction d'atomes. Ensuite, j'y présente les différentes parties du dispositif expérimental qu'il a fallu repenser totalement à partir de la sortie du ralentisseur Zeeman (la production et le ralentissement du jet d'Ar* sont ceux présentés au premier chapitre). Il s'en suivra la présentation des caractéristiques tant du MOT que du jet d'Ar* obtenus.

Le quatrième et dernier chapitre porte sur l'interférométrie et l'optique atomique. Tout d'abord, dans le domaine de l'interférométrie, le rayon de cohérence est une donnée importante de la source. Les travaux présentés au troisième chapitre permettent d'obtenir une valeur prenant en compte l'ensemble des caractéristiques du faisceau atomique issu du MOT. En effet, les valeurs de rayon de cohérence déterminées à l'aide du théorème de van Cittert-Zernike prennent en compte certes la distribution spatiale mais aussi l'ouverture angulaire et la répartition de vitesse.

Dans ce même chapitre, l'anisotropie des interactions atome-surface est étudiée. Les forces entre atomes (ou molécules) et surface sont centrales dans nombre de domaines : cavité QED [21], réflexion quantique [22], recherche de la cinquième force fondamentale [23], etc. Pour une surface plane, ces interactions sont gouvernées par un potentiel attractif suivant une loi en puissance de z , distance atome-surface. Pour des valeurs de z inférieures à la longueur d'onde de la transition optique impliquée dans la polarisabilité atomique, l'interaction est de type dipôle-dipôle induit associée à un potentiel non retardé de type van der Waals, qui est en $-C_3/z^3$ [24]. À plus grande distance, Casimir et Polder ont démontré que les effets de retard devenaient importants, conduisant en une loi en $-C_4/z^4$ [25]. Dans les études précédemment citées, le potentiel d'interaction a été traité sur l'ensemble des distances (retardées et non-retardées) mais seule la partie scalaire a été considérée. Or, le potentiel atome-surface a une symétrie cylindrique autour de la normale à la surface et produit une composante quadrupolaire qui devient importante pour les niveaux d'énergie « non scalaire », c-à-d les niveaux avec un moment angulaire non nul. C'est dans ce cadre que j'étudie les potentiels scalaires et quadrupolaires suivant une approche d'électrodynamique quantique [26, 27]. La réponse

linéaire obtenue est alors comparée aux potentiels van der Waals « purs ». De nombreuses méthodes ont réussi à étudier les interactions atome-surface dans le régime retardé [22,28,29], mais uniquement en considérant la partie scalaire de l'interaction. La méthode la plus directe pour mettre en évidence le comportement à longue distance de l'anisotropie des interactions est d'analyser le processus de diffraction inélastique dont la composante non-scalaire de l'interaction est principalement responsable. Il est alors possible d'utiliser un processus exo-énergétique, appelé transition van der Waals-Zeeman, qui apparait en présence d'un champ magnétique présentant un angle non nul par rapport à la normale à la surface [4,6]. Lors des études utilisant la diffraction d'un jet atomique, l'anisotropie apparait à des distances inférieures à 10 nm, en général 5 nm voire moins [5]. Afin de pouvoir mettre en évidence le régime retardé, il est donc nécessaire de faire une sélection fine (quelques nanomètres) de la distance entre atomes et surface, ce que permet l'emploi de faisceaux atomiques type Michelangelo [30]. À partir de tels faisceaux, je compare, en fonction de la distance moyenne à la surface, deux types d'interaction non-diagonales : le potentiel van der Waals « pur » et le potentiel retardé précédemment calculé.

Pour terminer, j'aborde l'action des potentiels comobiles sur les ondes de matières. Ces potentiels ont été imaginés par le groupe et ont été expérimentés à la fin des années 90 [31,32]. En 2009, l'idée est venue de les utiliser pour réaliser des milieux d'indice négatif pour les ondes de matières. En 1968, V. G. Veselago [33] a étudié la propagation d'une onde dans un milieu dont la permittivité et la perméabilité sont négatives, introduisant pour la première fois les milieux à indice négatif (aussi appelés « métamilieux » ou « matériaux main gauche »). En 2000, le sujet fut remis sur le devant de la scène scientifique par J. Pendry [34]. Il propose d'inverser la vitesse de phase de la lumière en la faisant traverser un tel milieu afin d'obtenir une lentille parfaite. Depuis, plusieurs réalisations ont pu être effectuées à l'aide de nanostructures [35,36]. Dans le cas d'une onde de matière, la vitesse de phase est définie de manière relative, il est donc illusoire de vouloir la faire changer de signe. Dans ce dernier chapitre, je démontre comment il est possible d'inverser la vitesse de groupe par l'application d'un champ comobile judicieusement choisi et ainsi obtenir un « métamilieu ». Il est tout aussi possible d'utiliser ce changement de vitesse pour réaliser un ralentisseur atomique [37,38]. Après cette partie théorique, je présente le dispositif expérimental qui permet de créer un tel potentiel. Ce dispositif est issu d'une collaboration avec la société Bouhnik avec laquelle j'ai dû mettre au point le cahier des charges, suivre les solutions techniques proposées et valider les caractéristiques finales.

Jet d'argon métastable ralenti

1.1 Présentation du dispositif expérimental

Depuis l'étude des collisions atomiques par jets croisés, sujet d'étude initiale du dispositif « Christine », celui-ci a beaucoup évolué pour devenir une source d'atomes d'argon métastables ralentis. Comme le montre la figure 1.1, nous pouvons distinguer quatre parties :

- la production du jet atomique d'atomes d'argon métastables ;
- « Christine », enceinte où s'effectuait l'étude des collisions atomiques, ainsi nommée en l'honneur de la première doctorante ayant travaillé sur ce dispositif à Freiburg ;
- le ralentisseur Zeeman ;
- l'enceinte d'expériences.

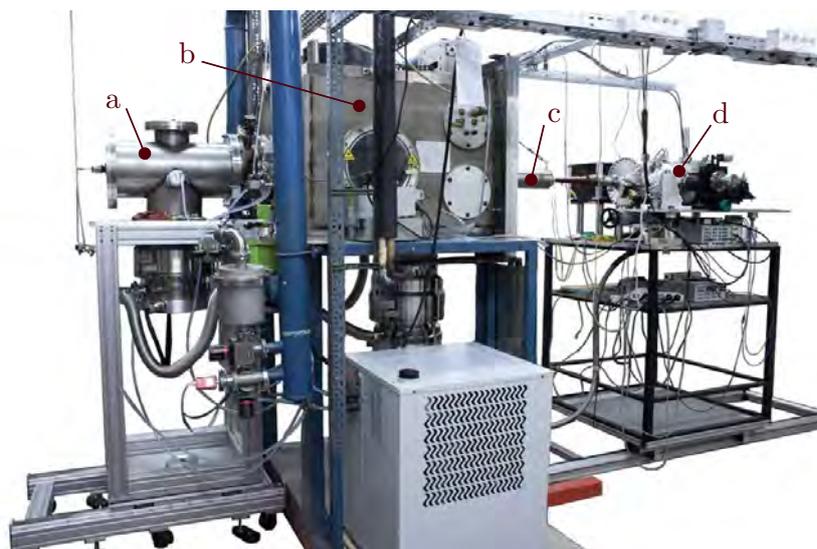


FIGURE 1.1 – Dispositif expérimental décomposable en quatre parties : (a) production du jet d'Ar*, (b) « Christine », (c) ralentisseur Zeeman et (d) enceinte d'expériences

Ce sont ces différents éléments que je me propose de développer dans ce chapitre. Une cinquième partie sera consacrée à la production du vide inhérente à tous travaux portant sur la physique atomique. Ce tour d'horizon du dispositif expérimental est nécessaire afin que je puisse clore ce chapitre par la caractérisation du jet d'Ar* et plus particulièrement l'effet du ralentissement sur celui-ci, ce dernier point représentant mes premiers résultats au sein de l'équipe.

1.2 Jet d'argon métastable

Notre faisceau d'atomes d'argon est issu d'un jet supersonique de type Haberland [39] et pour cause puisque notre dispositif a été développé par Haberland lui-même et offert au groupe en 1986. Un tel jet est obtenu par un vide différentiel entre le gaz (1 à 2 bar) et la chambre de décompression (quelques 10^{-4} mbar) grâce à une tuyère de $50\ \mu\text{m}$ (*nozzle*, cf. figure 1.2). Une telle détente donne un jet avec une température de quelques kelvins ce qui lui confère les caractéristiques principales d'un jet supersonique, à savoir une faible dispersion en vitesse longitudinale ($\delta v/v \sim 1\%$) et transverse c.-à-d. une petite ouverture angulaire ($\theta \sim 0,3\ \text{mrad}$). La vitesse d'entraînement du gaz devient alors largement supérieure à la vitesse du son qui, dans le cas d'un gaz parfait, est proportionnelle à la racine carré de la température du gaz. Le jet présente donc un nombre de Mach élevé (entre 50 et 100) ce qui lui vaut le qualificatif de jet supersonique. Comme dans le cas d'un avion qui franchit le mur du son, une onde de choc se forme sur tout obstacle fixe. L'une en particulier, appelée bouteille de Mach, est créée en amont du jet de par la présence du gaz résiduel du vide. Afin d'extraire des atomes, il est nécessaire de percer cette bouteille de Mach à l'aide d'un cône percé appelé écorceur (*skimmer*).

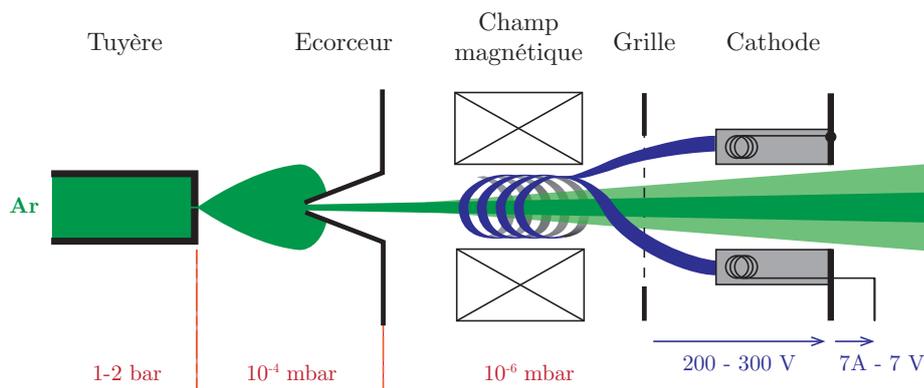


FIGURE 1.2 – Schéma de principe d'un jet d'atomes métastables

À la sortie de l'écorceur, les atomes d'argon sont excités par bombardement électronique. Pour ce faire, nous disposons d'une cathode à oxyde d'où sont issus les électrons. Ceux-ci sont accélérés contra-propageant au faisceau atomique à l'aide d'une tension (200 à 300 V)

appliquée entre la cathode et une grille. Afin d'augmenter la probabilité de collision entre atomes et électrons, le chemin parcouru par ces derniers est augmenté à l'aide d'un champ magnétique (d'une centaine de gauss) qui les fait spiraler autour des lignes de champ.

Une de mes premières interventions sur le dispositif a été le remplacement de l'ancien canon à électrons par une cathode à oxyde comme c'était le cas dans le montage original. En effet, Haberland [39] utilisait un couple cathode-grille hémisphérique afin d'optimiser le bombardement. Malheureusement, la fabrication de telle cathode ne se faisant plus, l'équipe s'est rabattue sur un système plus simple en l'espèce d'un simple filament de jauge à vide. Or, l'efficacité d'un tel bombardement est inférieure de plusieurs ordres de grandeur à ce qu'il est possible d'avoir avec une cathode du fait d'une émission moins directive. Mon choix s'est porté sur une cathode de la société HeatWave Labs [40] avec laquelle nous avons déjà travaillé et qui propose une cathode trouée (afin de laisser passer le jet atomique) : référence 102245. Or, nous pensions que cette cathode avait été caractérisée. Mais, l'industriel n'a pu nous fournir que quelques ordres de grandeur sur les caractéristiques électriques (tension, courant et résistance) et des documentations génériques sur les cathodes à oxyde. Il a donc fallu apprendre par nous même...

Cette cathode est composée d'une matrice de tungstène et d'oxyde de baryum. Afin qu'elle puisse être émettrice, il est nécessaire de l'activer, c'est à dire de transformer l'oxyde de baryum en baryum « libre » à la surface de la cathode. Cette opération est réalisée en éliminant l'oxygène de la matrice par chauffage en montant progressivement le courant de chauffage tout en surveillant la pression afin qu'elle ne dépasse pas un vide de travail limite de 10^{-6} mbar, opération qui prend un à deux jours. De plus, ce processus doit être renouvelé après chaque remise à l'air, dans une moindre mesure puisque qu'une demi-journée suffit. Afin de limiter la contamination de la cathode (par l'oxygène, l'eau, etc. de l'air), la remise à l'air s'effectue par injection d'azote. La mise en chauffe ainsi que l'arrêt de la cathode nécessite une montée et une baisse du courant de façon progressive sur une durée de 30 à 45 min. Afin de rendre tout ce travail de gestion de courant moins laborieux, j'ai développé un programme sous LabVIEW™.

De plus, ce type de cathode est très sensible à son environnement. En effet, certains matériaux (comme l'acier, l'or, le titane, etc.) sont défavorables à la cathode et peuvent entraîner son empoisonnement (temporaire ou définitif) par dégazage dû au chauffage de la cathode qui atteint une température de fonctionnement entre 1000 et 1200 °C. La première pièce remplacée a été le support de la cathode qui devait remplir trois conditions : ne pas être hostile à la cathode, être isolant puisqu'une différence de potentiel est appliquée entre la cathode et la grille qui est reliée à la masse, et aussi être bon conducteur thermique afin de dissiper la chaleur produite par la cathode. Mon choix s'est porté sur du nitrure de bore dont les caractéristiques électrique et thermique sont respectivement 40 à 200 kV · mm⁻¹ et 15 à 50 W · m⁻¹ · K⁻¹. Cette pièce a été directement usinée par l'entreprise Final Advanced Materials [41] selon mes plans afin que ce support s'adapte à la pièce principale déjà

existante (cf. figure 1.3a).

La deuxième partie qui a fait l'objet de mon attention a été la grille, l'ancienne étant en acier et donc inadaptée à la nouvelle cathode. J'ai alors mis en place une nouvelle grille en molybdène avec une transparence de 75 % (produit de la société HeatWave Labs – référence 101029-08 [40]). Cette grille est maintenue par des céramiques et des vis en molybdène qui ne sont pas défavorables à la cathode (cf. figure 1.3c). Enfin, un dernier point non négligeable à la durée de vie de la cathode est sa polarisation. Lorsque le fil de chauffage est porté à une tension supérieure au corps de la cathode, les ions négatifs d'oxygène sont attirés par le fil de chauffage et causent son oxydation, le rendant cassant. C'est pourquoi, surtout dans notre cas où nous utilisons une alimentation continue, le fil de chauffage doit être à une tension inférieure à celle de la cathode. Pour ne pas connecter ce fil de chauffage avec un métal défavorable (cuivre ou fer), deux fils de tungstène, soudés à point et isolés par des céramiques, sont intercalés (cf. figure 1.3b).



(a) Vue avant de la cathode

(b) Vue arrière de la cathode

(c) Grille

FIGURE 1.3 – (a) cathode sur son isolant en nitrure de Bore (en blanc) et (b) connectée avec deux fils de tungstène isolés par des céramiques, et (c) grille en molybdène maintenue par des céramiques et des vis en molybdène

En sortie de cathode, le jet est principalement composé d'atomes au niveau fondamental 1S_0 ($\sim 10^{16} \text{ Ar} \cdot \text{s}^{-1}$) : soit ces atomes n'ont pas été heurtés par un électron, soit ils ont été excités dans un état radiatif. On y retrouve aussi les deux niveaux métastables ($\sim 10^8 \text{ Ar}^* \cdot \text{s}^{-1}$) : les niveaux 3P_0 et 3P_2 qui ont une durée de vie respective de 50 s et 40 s et sont respectivement présents pour 15 % et 85 % du nombre d'atomes métastables [42, p. 28]. Les caractéristiques du jet d' Ar^* sont certes détériorées par le bombardement électronique mais il reste cependant supersonique puisque sa distribution de vitesse est $\delta v/v \sim 7$ à 8 % pour une ouverture angulaire $\theta \sim 10$ à 20 mrad. Le faisceau reste donc directif et, même s'il a l'inconvénient de comporter plusieurs espèces, ne nécessite pas l'emploi d'une collimation transverse avant le ralentisseur Zeeman comme c'est le cas pour un jet effusif (ouverture angulaire de plusieurs degrés et distribution de vitesse de l'ordre de 100 %).

1.3 Ralentissement du jet atomique

Les atomes dans le jet se déplacent à vitesse de $560 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ à température ambiante ($T = 300 \text{ K}$). En 2005, l'équipe s'est attachée à la construction d'un ralentisseur Zeeman afin d'augmenter la longueur d'onde de de Broglie ($\lambda_{dB} = h/mv$) et ainsi pouvoir effectuer des mesures d'interférométrie atomique avec des micro voir des nanoréseaux puisque, d'après le théorème de van Cittert-Zernike, la largeur de cohérence d'une onde (le jet atomique dans notre cas) est proportionnelle à λ_{dB} . De plus, pour l'étude des interactions atome-surface, une moindre vitesse permet d'augmenter le temps d'interaction et donc les probabilités des transitions atomiques.

Le ralentissement Zeeman est une technique éprouvée et largement utilisée dans la communauté depuis des décennies [43]. Le principe est d'utiliser la force radiative d'un laser résonnant et contra-propageant aux atomes. La loi de conservation des moments impose à l'atome qui absorbe un photon de voir son énergie cinétique diminuer. La force radiative qui en résulte peut s'écrire sous la forme [44, p. 180] :

$$\vec{F}_{rad} = \frac{\hbar \vec{k} \Gamma}{2} \frac{I/I_{sat}}{1 + I/I_{sat} + 4\delta^2/\Gamma^2} \quad (1.1)$$

où \vec{k} est le vecteur d'onde du laser ($k = 2\pi/\lambda$, λ étant la longueur d'onde du laser), Γ est la largeur de la transition atomique ($\Gamma = 1/\tau$, τ étant la durée de vie de la transition atomique), δ est la différence entre la fréquence du laser et celle de la transition atomique (*detuning*), I est l'intensité du laser et I_{sat} est l'intensité de saturation de la transition atomique :

$$I_{sat} = \frac{\pi}{3} \frac{\hbar c}{\lambda^3 \tau} \quad (1.2)$$

En régime de forte saturation ($I/I_{sat} \gg 1$) et à résonance ($\delta = 0$), l'atome de masse m subit une décélération moyenne par photon absorbé :

$$a = \frac{\hbar k \Gamma}{2m} \quad (1.3)$$

La désexcitation étant sous forme d'émission spontanée, la moyenne de l'énergie cinétique gagnée lors de cette émission (pour un grand nombre d'évènements) est nulle. Il résulte de ces deux phénomènes complémentaires un ralentissement de l'atome tant que les conditions de saturation et de résonance sont maintenues. Dans le cas de la transition $^3P_2 \leftrightarrow ^3D_3$ de l'argon (cf. figure 1.4), la longueur d'onde est de 811,531 nm (dans l'air) pour une durée de vie de 29 ns soit une intensité de saturation de $1,34 \text{ mW} \cdot \text{cm}^{-2}$. Avec une puissance laser de 30 à 50 mW pour un faisceau de 1 cm de diamètre, la condition de saturation ($I/I_{sat} \gg 1$) est bien respectée. La décélération subie par l'atome est alors $a \approx 2 \times 10^5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$, environ quarante mille cycles d'absorption-émission (un cycle ayant une durée supérieure à 2τ) sont

donc nécessaires pour arrêter un atome d'Ar* thermique.

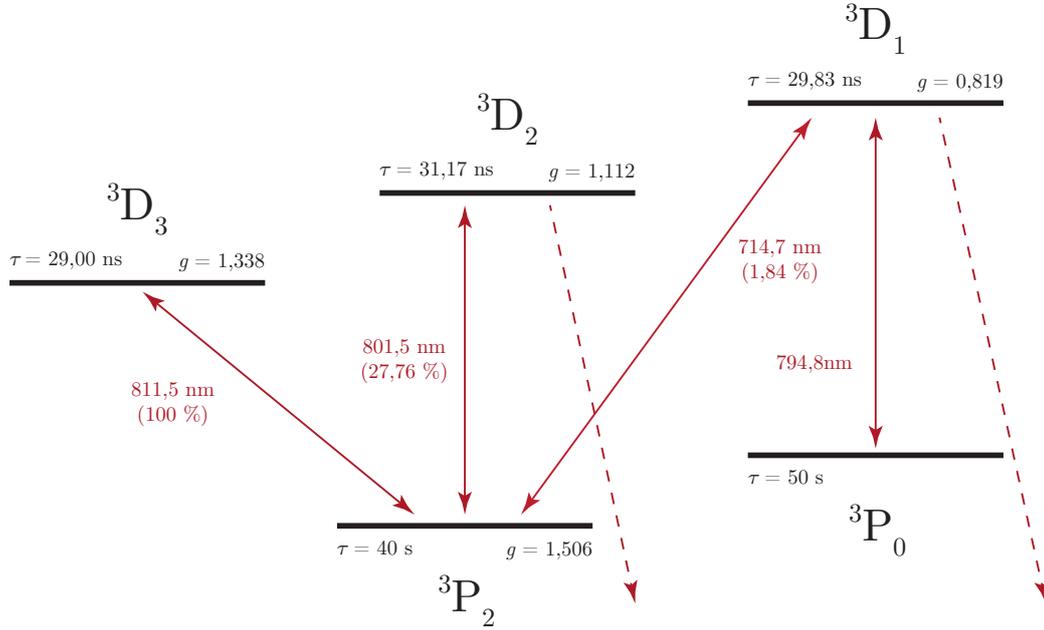


FIGURE 1.4 – Transitions atomiques des niveaux métastables de l'argon vers les niveaux 3D_n . Les longueurs d'onde (en nm) sont extraites de [45], les facteurs de Landé g de [46], les durées de vie τ (des niveaux 3D_n) et les taux de branchement (en pourcentage) de [47]

Afin d'assurer la condition de résonance ($\delta = 0$), il est nécessaire de compenser l'effet Doppler dû au déplacement des atomes vis-à-vis du faisceau laser. Le niveau métastable utilisé possédant un moment magnétique ($J = 2$), il est donc possible de modifier son énergie interne par effet Zeeman. L'étude théorique du profil du champ magnétique est largement détaillée dans la thèse de J. Grucker [42, p. 104]. Je ne donnerai donc que le résultat final qui, lorsque les atomes se déplacent selon les z positifs avec une vitesse initiale de $600 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ et pour une vitesse finale nulle, est :

$$B(z) = 0,713\delta + 527,2\sqrt{1 - 1,058z} \quad (1.4)$$

où le champ magnétique B est en gauss, la distance par rapport à l'entrée du ralentisseur z est en mètre et le *detuning* δ est en mégahertz. Comme il est difficile de maîtriser spatialement un champ magnétique nul à l'extrémité d'une bobine, un *detuning* de -340 MHz a été choisi afin qu'une vitesse finale nulle corresponde à un champ magnétique négatif et non pas nul. Nous évitons ainsi des problèmes de thermalisation dus à un champ de fuite en sortie de ralentisseur, le champ magnétique tendant alors vers zéro (gradient du champ magnétique positif, cf. figure 1.5) alors que la condition de résonance impliquant un gradient négatif.

La conception pratique de ce profil magnétique a été réalisée en deux parties. Une première bobine fournit le champ magnétique positif et, alimentée par un courant fixe de 300 mA, donne une vitesse de sortie théorique de $276 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Le champ magnétique négatif est réalisé par

un autre bobinage, ce qui présente l'avantage de pouvoir modifier la vitesse finale des atomes d'Ar* en jouant sur le courant qui le traverse. Nous pouvons ainsi obtenir une gamme de vitesses de $276 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ pour un courant nul jusqu'à quelques dizaines de mètres par seconde avec un courant de 1.1 A ; la caractérisation complète du ralentissement fait l'objet d'une prochaine partie (cf. section 1.6). Dans la première version fabriquée par Jules Grucker, l'ensemble du bobinage était mis sous vide pour des raisons purement matérielles : possibilité de bobiner l'ensemble sur un tube de petit diamètre impliquant l'emploi de courant plus faible et donc d'un fil de section inférieure. Or, il s'est avéré que le dégazage de la deuxième bobine (traversée par un fort courant $I \sim 1 \text{ A}$) détériorait le vide et diminuait donc l'intensité du flux d'atomes ralentis. Par conséquent, le doctorant suivant, Mehdi Hamamda, a entrepris la construction d'une nouvelle deuxième partie située cette fois-ci à l'extérieur du tube sous vide.

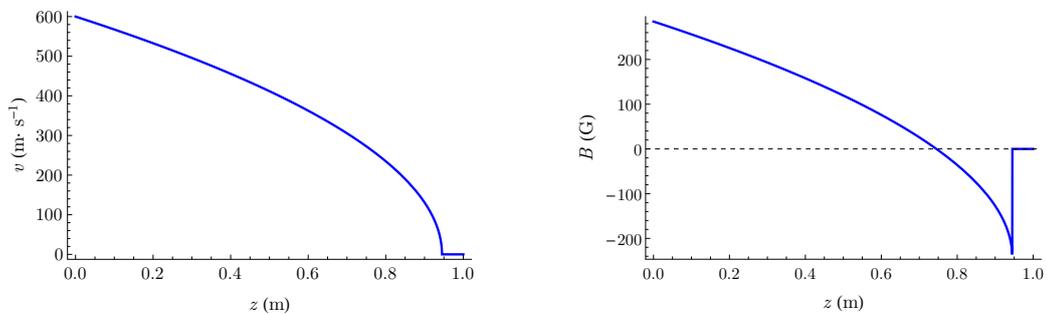


FIGURE 1.5 – (gauche) vitesse théorique des atomes d'Ar* dans le ralentisseur Zeeman et (droite) profil de son champ magnétique adapté pour un *detuning* de -340 MHz (l'origine des z correspond à l'entrée du ralentisseur)

Comme nous travaillons avec des atomes métastables, une transition cyclante (taux de branchement de la transition $^3\text{P}_2 \leftrightarrow ^3\text{D}_3$ de 100 % – cf. fig. 1.4) et qu'il n'y a pas de croisement avec des niveaux supérieurs, aucun repompage optique n'est nécessaire, nous n'avons donc besoin que d'une seule longueur d'onde : $\lambda_{\text{Ar}} = 811,531 \text{ nm}$. Cette fréquence est obtenue par un laser modèle TA 100 de Toptica Photonics[®] [48] qui regroupe une diode laser montée en cavité étendue dans une configuration Littrow [49] et un amplificateur à diode pouvant délivrer une puissance de 750 mW après isolateur (cf. figure 1.6). La sortie du TA 100 est fibrée grâce un coupleur qui permet un réglage de l'injection laser selon les trois axes de l'espace (FiberDock[™]), sur lequel nous avons branché un coupleur fibré 80/20 afin de répartir le faisceau laser pour, d'une part, le ralentisseur Zeeman et, d'autre part, le système d'asservissement du laser. Ce dernier est composé d'une cavité Fabry-Perrot, afin de s'assurer du caractère monomode du laser (ce qui est indispensable au vue des piètres performances de la diode maître) et d'un montage d'absorption saturée, (voir références [50, 51] et [44, chap. 8.3]) dont la largeur du pic est de l'ordre de la largeur naturelle de la transition ($\Gamma = 2\pi \times 5,5 \text{ MHz}$, à comparer à la largeur Doppler de 750 MHz). Le signal issu de l'absorption saturée est détecté puis dérivé avant d'être traité classiquement à l'aide d'un

asservissement de type Proportionnel–Intégrateur–Dérivateur qui rétro-agit sur la longueur de la cavité étendue (grâce à un cristal piézoélectrique monté sur le réseau). Le *detuning* de -340 MHz est obtenu par un modulateur accousto-optique (AOM pour *Acousto-Optic Modulator*) de la compagnie AA Opto-Electronic [52]. La fréquence utilisée pour ralentir les atomes d'Ar* est celle du laser car issue de la sortie 80 % du coupleur fibré. Afin d'assurer le décalage vers le rouge de cette longueur d'onde, l'asservissement du laser se fait par l'intermédiaire de la lumière issue de l'ordre +1 de l'AOM (décalée donc de +340 MHz par rapport à l'entrée).

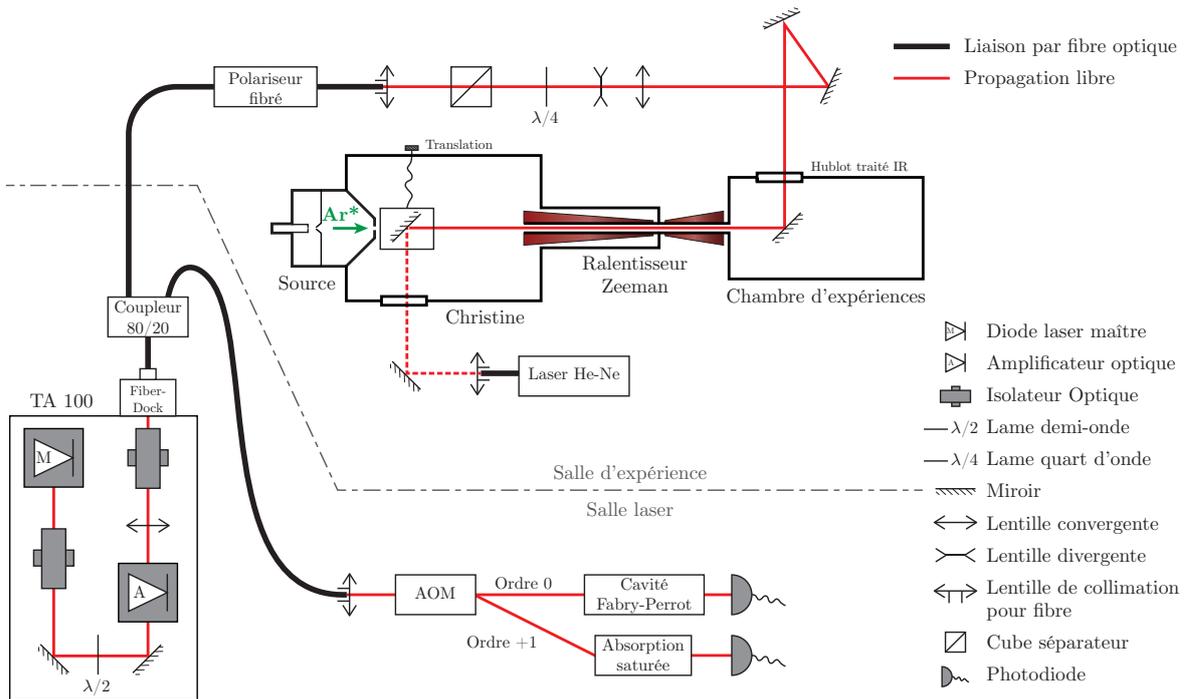


FIGURE 1.6 – Schéma de principe du dispositif laser

Afin d'éviter un maximum de perturbations (poussières, vibrations, variation de température, etc.) et ainsi assurer un asservissement sur un temps conséquent (plusieurs heures), l'ensemble du système laser est placé dans une salle (dite « salle laser ») climatisée et séparée de la salle de manipulation, où se situe « Christine ». Le transport de la fréquence laser jusqu'à cette dernière, s'effectue par une fibre de 10 m (sortie 80 % du coupleur) qui n'est pas à maintien de polarisation, ce qui implique une fluctuation de la polarisation et donc de la puissance en sortie du cube polariseur. En effet, le ralentissement Zeeman nécessite une polarisation circulaire obtenue par un couple formé d'un cube polariseur et d'une lame quart d'onde. Le contrôle de la puissance est effectué dans la salle de manipulation en jouant sur la polarisation de la lumière à l'intérieur de la fibre (donc en amont du cube polariseur) grâce à un polariseur fibré de la société OZ Optics [53]. Son principe repose sur la biréfringence du cœur de la fibre obtenue par une pression exercée sur celui-ci qui agit alors comme un lame d'onde fractionnaire réglable selon la force et l'orientation de la pression. Le faisceau optique passe ensuite dans un télescope afin que son diamètre soit légèrement inférieur à la

taille du tube dans lequel circulent les atomes (d'un diamètre de 10 mm) et qu'il soit faiblement convergent (le point de convergence étant quelques centimètres en amont de l'entrée du ralentisseur Zeeman). Un miroir en or, fabriqué par Thierry Billeton de l'atelier d'optique du laboratoire, est situé dans l'enceinte d'expériences afin de rendre le laser contra-propageant aux atomes d'Ar*. Enfin, deux miroirs diélectriques permettent l'alignement du faisceau optique sur l'axe du jet atomique (qui n'est pas nécessairement l'axe géométrique du tube). Un pré-alignement du laser infra-rouge est possible en positionnant un miroir à l'aide d'une table à translation (situés dans « Christine ») qui renvoie un laser helium-néon (He-Ne, fournissant une lumière visible rouge) dans l'axe du faisceau atomique. L'alignement fin se fait en optimisant le flux d'atomes ralentis détectés.

1.4 Systèmes de détection

Afin d'analyser les interactions atomiques que nous mettons en œuvre, nous disposons de deux types de détecteur : un channeltron et un détecteur à ligne à retard (DLD pour *Delay Line Detector*), ceux-ci étant placés dans l'enceinte d'expériences. Ils font partie d'une chaîne de mesures dont le schéma de principe est donné en figure 1.7.

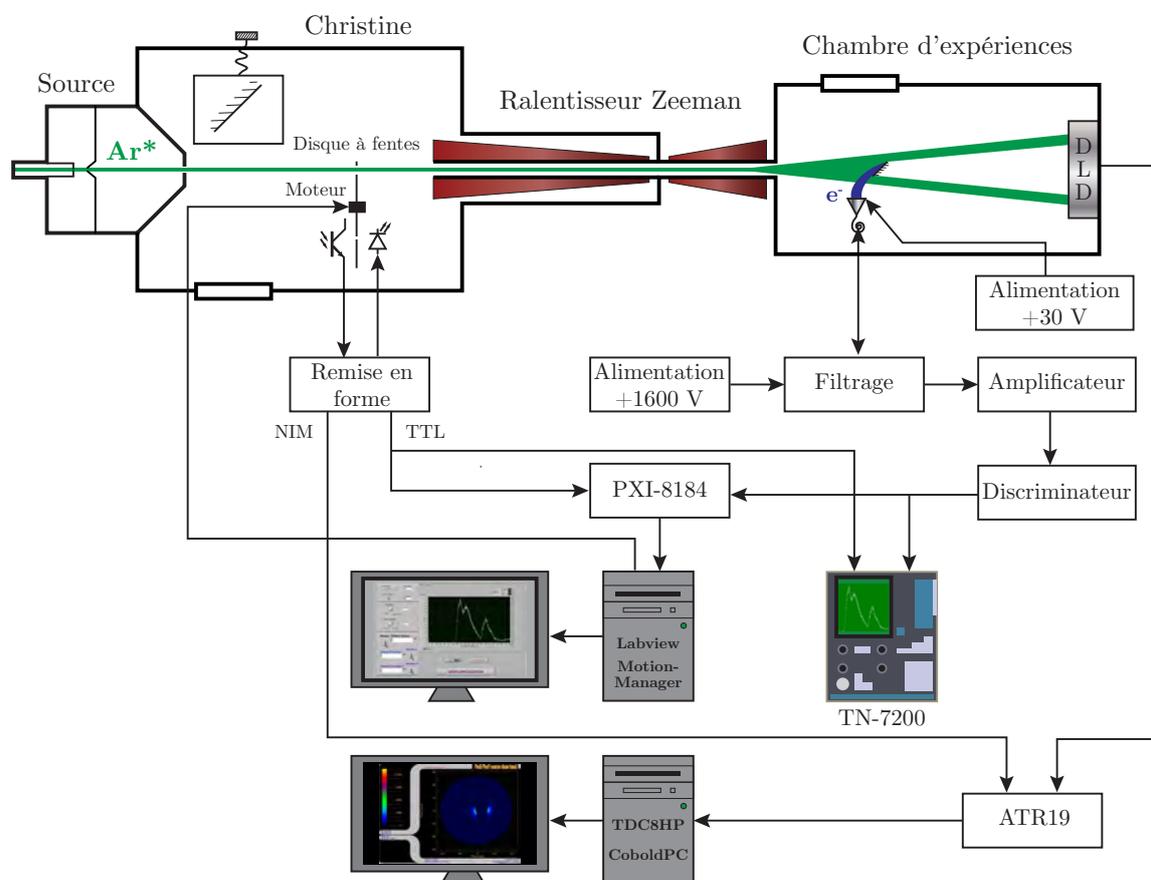


FIGURE 1.7 – Schéma de principe de la chaîne de mesures

1.4.1 Channeltron

Le channeltron (voir photo en figure 1.8a) permet de faire des mesures en temps de vol en sortie du ralentisseur Zeeman. En effet, un disque à fentes situé dans « Christine » peut être positionné dans l'axe du jet atomique, en amont du ralentisseur Zeeman, à l'aide d'une tourelle motorisée. Nous possédons plusieurs modèles de disque : simple fente de plusieurs largeurs, double fentes avec différents angles entre elles. Le modèle mis en place est entraîné par un moteur pas à pas de la compagnie Faulhaber [54], ce dernier étant piloté par le logiciel Faulhaber Motion Manager avec lequel nous contrôlons la vitesse de rotation du disque de temps de vol. Une fente supplémentaire sur le disque permet, grâce à un couple diode électroluminescente et photodiode, d'obtenir une impulsion de synchronisation lorsque la fente (la première lorsque le disque en comporte plusieurs) se trouve dans l'axe du ralentisseur Zeeman permettant ainsi le passage des atomes d'Ar*. Cette impulsion est remise en forme afin d'obtenir un signal TTL (*Transistor-Transistor Logic*, tensions de 0 V et +5 V pour les niveaux logiques respectifs 0 et 1) représentant le temps zéro du temps de vol.

Le miroir de renvoi du laser à 811,5 nm, situé dans l'enceinte d'expériences, est en or afin qu'il puisse servir de plaque à émission secondaire. En effet, l'énergie des atomes d'Ar* est suffisante (11,5 eV et 11,7 eV pour respectivement les niveaux 3P_2 et 3P_0 [46]) pour extraire un électron Auger du miroir lors de la collision d'un atome d'Ar* avec celui-ci. Le miroir étant à la masse et le cône du channeltron étant porté à un potentiel positif d'une trentaine de volts, l'électron Auger est collecté par ce dernier. Le channeltron joue alors le rôle d'un multiplicateur d'électrons grâce à une tension de 1,6 kV appliquée sur son anode. Cette électrode de sortie fournit une impulsion de courant de l'ordre de 10^6 électrons qui après filtrage (afin d'isoler le montage en aval de la haute tension d'alimentation du channeltron) est envoyée à un amplificateur puis un discriminateur afin d'obtenir un signal TTL. Ce signal ainsi que le signal de synchronisation sont envoyés à un analyseur (Tracor Northern modèle TN-7200). Cette appareil de mesure, bien que très fonctionnel, est un peu obsolète (l'impression ne peut se faire que par l'intermédiaire d'un port parallèle), c'est pourquoi Mehdi Hamanda a développé un programme sous LabVIEWTM qui reprend l'ensemble des fonctionnalités du Tracor. Afin d'éviter tout problème de temps machine, les deux signaux sont traités par un boîtier temps réel PXI-8184 (complété d'un boîtier de connexion BNC-2121 et d'une carte d'acquisition rapide PXI-6602), le résultat du traitement étant envoyé à l'ordinateur pour visualisation.

1.4.2 Détecteur à ligne à retard

En plus du channeltron, nous avons un détecteur à ligne à retard de 80 mm de diamètre de la société RoentDek Handels GmbH (DLD80, voir photo en figure 1.8b et manuel en référence [55]) qui a été largement caractérisé par Martijn Schellekens lors de sa thèse au laboratoire Charles Fabry [56]. Ce type de détecteur présente l'avantage de pouvoir faire si-

multanément une mesure en temps de vol et une imagerie d'intensité (nombre de coups reçus) en deux dimensions. De plus, ses caractéristiques sont bonnes (en tout cas suffisantes pour les applications actuelles du groupe) puisqu'il présente une résolution spatiale de $150\ \mu\text{m}$ et une résolution temporelle de $400\ \text{ps}$. Les efficacités quantique et électronique sont respectivement de l'ordre de $25\ \%$ et $70\ \%$, ce qui donne une efficacité totale de détection d'environ $15\ \%$.

Le système de détection utilisant le DLD est composé de 5 parties : 4 composantes matérielles et un logiciel. Premièrement, deux galettes de microcanaux (MCP pour *MicroChannel Plate*) en configuration chevron servent de plaque à émission secondaire pour les atomes d' Ar^* et multiplient les électrons Auger. Les canaux ont des diamètres de $26\ \mu\text{m}$ pour une période de $32\ \mu\text{m}$, leur emploi doit se faire sous une pression inférieure à 2×10^{-6} Torr. Une tension de $-2300\ \text{V}$ appliquée entre les deux faces extérieures des MCPs donne un gain d'environ 10^7 .

À la sortie du deuxième MCP, le nuage électronique est dirigé sur le DLD par une tension de $300\ \text{V}$ entre la face arrière du deuxième MCP et le DLD (cf. 1.8c). Ce deuxième élément est composé de deux paires de lignes à retard, chaque paire servant à un axe de détection (X et Y). Pour chaque dimension, la paire permet de recueillir un signal différentiel entre un fil dit « signal » et l'autre de « référence ». Une différence de potentiel de $36\ \text{V}$ entre chaque paire (le fil « référence » étant relié à la masse dans notre cas) assure que le nuage d'électrons provenant des MCPs est correctement collecté par le fil « signal ». Il en résulte alors la propagation d'impulsions électriques dans les deux directions du fil (de par le maillage à deux dimensions, le nuage est en fait collecté par le fil selon X et le fil selon Y pour fournir quatre impulsions selon les différentes directions de ces deux fils).

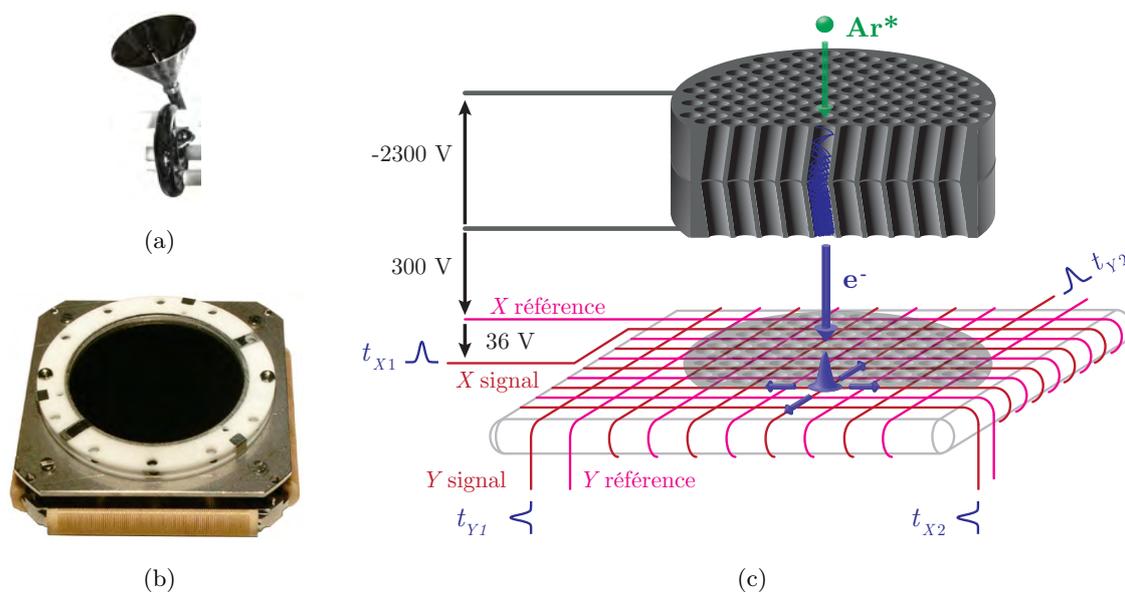


FIGURE 1.8 – (a) channeltron ; (b) détecteur à ligne à retard et (c) son schéma électrique

Une ligne à retard est une ligne pour laquelle sa longueur ne peut pas être négligée devant le produit de la vitesse de propagation de l'impulsion électronique par les temps caractéris-

tiques mis en jeu. La détermination de la position spatiale se fait alors par différentiation du temps d'arrivée de l'impulsion entre chaque extrémité d'un fil « signal », $t_{X1/Y1}$ et $t_{X2/Y2}$:

$$X = v(t_{X1} - t_{X2}) \quad \text{et} \quad Y = v(t_{Y1} - t_{Y2}) \quad (1.5)$$

où V est la vitesse de propagation dans la ligne à retard. Afin de corrélérer temporellement chaque particule, le signal issu du MCP peut être utilisé en tant que référence de temps. En effet, comme cela a été développé précédemment, la multiplication de l'électron Auger issu de la collision d'un atome d'Ar* sur la face avant du premier MCP donne naissance à un nuage électronique. Or, il est possible de détecter ce phénomène après un filtrage de la haute tension d'alimentation du MCP. Une mesure en temps de vol est alors possible en mesurant la différence de temps entre ce signal issu du MCP et le signal de synchronisation (fourni par le disque de temps de vol).

Les signaux bruts des lignes à retard sont envoyés à un premier boîtier électronique : l'ATR19. En effet, l'exploitation convenable de ces signaux électriques nécessite l'emploi de circuits d'amplification et de discrimination en temps précis. L'ATR19 utilise des circuits type CFD (*Constant-Fraction Discriminator*) dont le principe repose sur la détection d'un niveau correspondant à une fraction déterminée de l'amplitude de l'impulsion, la mesure de temps est alors indépendante de l'amplitude du signal. En sortie de l'ATR19, les signaux sont disponibles sous le format logique NIM (*Nuclear Instrumentation Methods*, tensions de 0 V et -0,8 V, sous 50 Ω , pour les niveaux logiques respectifs 0 et 1). Ensuite, ces signaux sont traités par des circuits type TDC (*Time-to-Digital Converter* du module TDC8HP) qui fournissent une représentation numérique de chaque information de temps. Le TDC8HP se présente sous la forme d'une carte PCI (*Peripheral Component Interconnect*) insérée dans un ordinateur sur lequel est installé le logiciel de traitement des données issues de cette carte : CoboldPC. Ce logiciel permet la visualisation en temps réel de l'imagerie à deux dimensions et du temps de vol mais aussi leurs traitements (profil spatial, zoom sur une partie d'un spectre, etc.). L'enregistrement de l'ensemble de l'acquisition permet d'effectuer un post-traitement : fenêtrage temporel ou spatial différent, représentation spatiale en fonction du temps de vol, etc.

1.5 Vide

Un jet de type Haberland se distingue d'un jet Campargue [57] par le système de pompage de la zone post-tuyère (en amont de l'écorceur). En effet, dans le cas d'un jet Campargue, cette zone est pompée par une pompe Roots qui ne permet pas de descendre très bas en pression (quelques 10^{-3} mbar), ce qui impose donc l'emploi d'une forte pression de gaz (200 à 300 bar) afin d'obtenir une pression différentielle élevée. Tandis que dans notre cas, le vide de cette même zone est obtenu grâce à une pompe turbomoléculaire assistée par une pompe Roots, ce

qui permet d'obtenir un vide plus poussé (10^{-4} mbar) et donc d'utiliser une pression de gaz plus faible (1 à 2 bar), tout en gardant le même vide différentiel.

Nous avons quatre zones de vide :

- en amont de l'écorceur. Cette zone est équipée d'une pompe turbomoléculaire à paliers magnétiques Edwards STP-XA3203C pour obtenir un vide de quelques 10^{-4} mbar, en fonctionnement normal (avec injection de gaz d'argon sous 1 à 2 bar) [58]. Le choix d'une telle vitesse de pompage ($3200 \text{ L} \cdot \text{s}^{-1}$ d'azote – N_2) a été dicté par la forte pression différentielle souhaitée ;
- entre l'écorceur et « Christine » se trouve une pompe turbomoléculaire Varian Turbo V 550 ($550 \text{ L} \cdot \text{s}^{-1}$ de N_2) qui nous permet d'avoir un vide de l'ordre de 10^{-6} mbar [59] ;
- un vide de 2×10^{-6} mbar est maintenu dans « Christine » à l'aide d'une pompe turbomoléculaire à paliers magnétiques Edwards STP-XA2703 ($2650 \text{ L} \cdot \text{s}^{-1}$ de N_2). La qualité du vide obtenu est limitée par le dégazage « infini » intrinsèque à l'utilisation de parois épaisses (30 mm) nécessaire au vue des dimensions intérieures de cette enceinte : $850 \text{ mm} \times 820 \text{ mm} \times 600 \text{ mm}$.
- l'enceinte d'expériences est munie d'une pompe turbomoléculaire Edwards STP451 ($450 \text{ L} \cdot \text{s}^{-1}$ de N_2) afin d'avoir un ultra-vide à quelques 10^{-9} mbar. À cet endroit, une pompe à paliers magnétiques est indispensable afin de se prémunir des vibrations (présentes dans le cas d'une pompe classique) incompatibles avec nos expériences d'interférométrie atomique. En effet, les interactions atomes-surface ou atomes-potential étudiées induisent des déflexions atomiques dont l'ordre de grandeur est de la centaine de micromètres.

Ces pompes sont reliées à une pompe primaire Pfeiffer Duo 120 ($120 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ [60]) assistée par une pompe Roots Edwards EH 2600 ($2600 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$), ce qui permet de maintenir un vide primaire de quelques 10^{-3} mbar en fonctionnement normal (en présence de 1 à 2 bar d'Ar).

La pompe Varian est refroidie à l'air (à l'aide d'un simple ventilateur) alors que les trois pompes Edwards (à paliers magnétiques) le sont à l'eau, grâce à un groupe réfrigérant (*chiller*). Nous avons préféré cette solution annexe par rapport au groupe refroidissant du laboratoire déjà en place dans la salle de manipulation car sa vétusté fait qu'il tombait souvent en panne (j'utilise le passé car le groupe a été entièrement révisé depuis) et aussi de par la piètre qualité de son eau (encrassement dû à l'emploi d'une tuyauterie en cuivre). Cependant, celui-ci est utilisé pour refroidir la cathode et la première partie du ralentisseur Zeeman (cette partie étant sous vide, la dissipation thermique par rayonnement est donc limitée).

1.6 Caractérisation du jet d'argon métastable

La caractérisation du jet atomique porte sur trois aspects : l'efficacité d'excitation dans les niveaux métastables, la vitesse des atomes en sortie du ralentisseur Zeeman et la distri-

bution spatiale. Pour les deux derniers points, j'ai exploité les mesures effectuées à l'aide du channeltron et du détecteur à ligne à retard.

1.6.1 Efficacité d'excitation

L'efficacité d'excitation dans les niveaux métastable est le rapport entre le flux d'atomes dans les états métastables à celui des atomes à l'état fondamental.

Par définition, les atomes à l'état fondamental ne peuvent être détectés ni par un channeltron ni par un MCP. Il a donc fallu trouver un autre moyen pour déterminer le flux de ces atomes Φ_0 : un pendule à torsion [61] ; son emploi a nécessité de changer d'enceinte à vide comme le montre la figure 1.9.

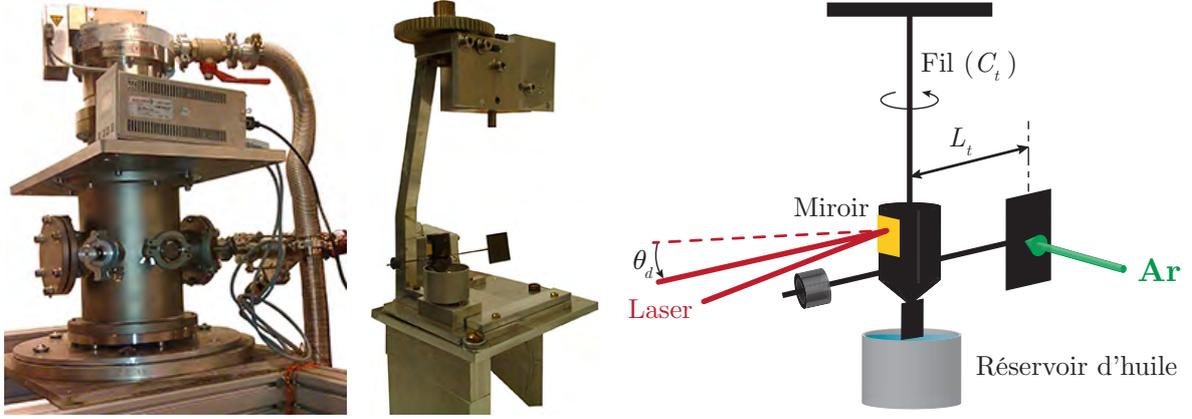


FIGURE 1.9 – Chambre à vide mise en place pour contenir le pendule à torsion¹ et son principe de fonctionnement — on remarquera le hublot par lequel le faisceau laser est envoyé et le miroir en or sur le dispositif à palette

Son principe de fonctionnement est simple : les atomes sont envoyés sur une palette suspendue à un fil qui dévie un faisceau laser préalablement envoyé sur un miroir en or placé dans l'axe du système. Afin d'éviter des oscillations, l'extrémité du dispositif à palette est placé dans un bain d'huile (huile de pompe à vide afin d'assurer la compatibilité avec un emploi sous vide). Le flux d'atomes incidents vaut alors :

$$\Phi_i = \frac{C_t \theta_d}{L_t p_{Ar}} \quad (1.6)$$

où $C_t = 4,88 \times 10^{-4} \text{ N} \cdot \text{m} \cdot \text{rad}^{-1}$ est la constante de torsion du fil, $L_t = 5 \text{ cm}$ la longueur du bras de levier, θ_d l'angle de déviation et p_{Ar} l'impulsion des atomes sur la palette. Concernant ce dernier paramètre, la vitesse des atomes en sortie de la tuyère est directement liée à la température :

$$\frac{1}{2} m_{Ar} v^2 = \frac{\gamma}{\gamma - 1} k_B T \quad (1.7)$$

1. La photo a été prise après l'expérience et, lors de son retrait de la chambre à vide, le fil s'est cassé. Cela explique le fait que le dispositif à palette dans son bain d'huile à vide soit posé sur le côté.

où k_B est la constante de Boltzmann et γ représente le rapport des chaleurs spécifiques, $\gamma = 5/3$ pour un gaz monoatomique idéal [62]. Pour une température de $T = 20^\circ\text{C}$, la vitesse thermique est alors $v_{\text{therm}} = 552 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. À cette vitesse, il faut aussi prendre en compte l'impulsion due à la vitesse de recul. Si on considère une répartition maxwellienne des vitesses, la vitesse moyenne selon la direction perpendiculaire à la palette est :

$$\bar{v}_r = \sqrt{\frac{k_B T}{2\pi m_{\text{Ar}}}} \quad (1.8)$$

L'angle de déviation est calculé à partir de la déviation du faisceau laser $d_L = 0,75 \pm 0,25 \text{ mm}$ après une distance miroir-écran $D_L = 11,4 \pm 0,1 \text{ m}$ soit $\theta_d = 65,8 (12,7) \text{ } \mu\text{rad}$. Le flux d'atomes à l'état fondamental est alors :

$$\Phi_{\text{Ar}} = 1,5 (3) \times 10^{16} \text{ s}^{-1} \quad (1.9)$$

Il est intéressant de comparer cette valeur avec celles mesurées par le groupe d'Haberland. Malheureusement, seuls les atomes d'hélium (He) et de néon (Ne) ont été utilisés, leurs flux étaient alors réciproquement de $10^{17} \text{ He} \cdot \text{s}^{-1}$ [39] et $5 \times 10^{14} \text{ Ne} \cdot \text{s}^{-1}$ [63]. Cette disparité s'explique par la différence de dynamique de ces atomes qui induit des conditions expérimentales propres à chacun. Par exemple, les pressions utilisées sont de 20 à 100 bar pour l'He, de 3 à 5 bar pour le Ne et d'environ 1 bar dans nos expériences avec l'Ar. Notre flux d'Ar reste plus que correct surtout si on le compare avec un jet effusif d'Ar ($5 \times 10^{14} \text{ Ar} \cdot \text{s}^{-1}$ [64]) ou à un jet moléculaire qu'il soit supersonique ($10^{15} \text{ SF}_6 \cdot \text{s}^{-1}$ [61]) ou effusif ($3 \times 10^{12} \text{ O}_2 \cdot \text{s}^{-1}$ [65]).

Pour la mesure du flux d'argon métastable, j'ai utilisé une cavité de Faraday placée dans l'axe du jet atomique. Son principe est simple : une plaque métallique sert de plaque à émission secondaire, des électrons Auger sont arrachés de cette plaque (cathode) lorsque des atomes Ar^* la heurtent. Ces électrons sont collectés par une cathode (anneau métallique placé en amont de la première plaque) grâce à une tension appliquée entre ses deux électrodes. Le courant, mesuré à l'aide d'un picoampèremètre, est directement lié au nombre d'atomes Ar^* du jet. Les électrodes sont en acier inoxydable, le rendement quantique de ce détecteur est alors d'environ $\eta_{\text{Faraday}} = 20 \%$ [66]. Le courant mesuré dépend des conditions expérimentales : état de la cathode, pression du jet supersonique, tension d'accélération (tension cathode-grille) mais aussi du champ magnétique (sa présence induit un facteur cinq). Dans nos conditions usuelles, le courant est $I_{\text{Faraday}} \approx 10 \text{ pA}$, ce qui donne un flux :

$$\Phi_{\text{Ar}^*} = \frac{I_{\text{Faraday}}}{q \eta_{\text{Faraday}}} \approx 3 \times 10^8 \text{ s}^{-1} \quad (1.10)$$

où q est la charge élémentaire. L'efficacité est alors de $\Phi_{\text{Ar}^*}/\Phi_{\text{Ar}} = 2 \times 10^{-8}$, ce qui est très proche de l'efficacité optimale trouvée par Haberland qui était de 10^{-7} [39]. Notre cathode et notre grille ne sont pas hémisphériques comme l'étaient celles d'Haberland, les lignes de champs électriques ne convergent donc pas vers le centre de la grille ce qui a pour conséquence

de diminuer le nombre d'électrons dans la zone du jet, ce qui peut expliquer cette différence. De plus, nous n'avons pas cherché à optimiser la distance cathode-grille.

La brillance est une caractéristique qui permet de comparer différents jets, elle représente le flux d'un jet normalisé par son angle solide. La détermination de la divergence est issue de l'analyse d'images 2D fournies par le DLD, le jet d'Ar* a une divergence (angle à mi-hauteur, FWHM) de $\theta_{\text{FWHM}} = 5,2$ mrad. La brillance de notre jet vaut alors :

$$Br = \frac{\Phi_{\text{Ar}^*}}{2\pi \left[1 - \cos(\theta_{\text{FWHM}}/2)\right]} = 1.5 \times 10^{13} \text{ Ar}^* \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1} \quad (1.11)$$

Là aussi, notre valeur est légèrement inférieure à ce qui a pu être obtenu avec l'hélium ($3 \times 10^{14} \text{ He}^* \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$). Comme on peut s'y attendre, nous avons un jet moins brillant de un à deux ordres de grandeur par rapport à un jet issu d'une décharge : $10^{14} \text{ He}^* \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ [67] ou $1,1 \times 10^{15} \text{ Ne}^* \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ [68]. Cependant, ce défaut apparent est largement compensé par notre faible distribution de vitesse relative ($\Delta v/v = 9,2$ % contre près de 100 % pour une décharge) et par l'unicité des espèces créées (une décharge crée, en plus des états métastables, des ions, des électrons et de nombreux photons ultra-violet). Enfin, de par la faible ouverture angulaire du jet atomique excité ($\theta \sim 20$ mrad), nous n'avons pas besoin d'effectuer un refroidissement transverse en amont du ralentisseur Zeeman.

1.6.2 Vitesse et distribution de vitesse

Comme cela est expliqué dans la section 1.3, il est possible de régler la vitesse des atomes d'Ar* à l'aide de la valeur du courant traversant la deuxième bobine du ralentisseur Zeeman. Les mesures de vitesse sont extraites des temps de vol entre channeltron et DLD, où la vitesse est constante.

À partir du spectre de temps de vol du jet supersonique non ralenti ($v_{\text{therm}} = 552 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ et $\Delta v/v = 9,2$ %), il est aisé de définir la distance entre le channeltron et le détecteur : $d_{\text{détéc}} = 607 \text{ mm}$. Connaissant la distance entre les deux détecteurs et le temps mis par les atomes ralentis pour parcourir cette distance, j'ai pu calculer leur vitesse v_{ral} en fonction du courant appliqué. Les résultats sont donnés en figure 1.10a. La courbe théorique est issue des calculs effectués par J. Grucker [42, p. 137] et dont les valeurs numériques ont été adaptées à l'actuelle bobine réalisée par M. Hamamda [7] qui fournit un champ de -210 G avec un courant de 1,25 A :

$$v(I) = -239 \frac{|I|}{1,25} + 275 \quad (1.12)$$

où I est exprimé en A. On peut remarquer que le ralentissement est plus efficace que celui prédit, surtout en ce qui concerne la première partie. En effet, la vitesse de sortie est alors de 229 (29) $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ au lieu des 275 $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ prévus. Ces écarts s'expliquent aisément par la simplicité du modèle théorique et aussi par la présence d'un coefficient de sécurité utilisé

dans les calculs théoriques (85 %). La vitesse des atomes Ar^* en fonction du courant vaut $v_{\text{ral}} = 277 - 236 I$ (valable pour $I \geq 0,4 \text{ A}$).

La distribution de vitesse est calculée à partir de la largeur à mi-hauteur des pics de temps de vol et les résultats sont présentés en figure 1.10b. On constate que cette caractéristique est dégradée par le ralentissement, ce qui s'explique par les interactions atomes-lumière dans notre configuration expérimentale (cf. [7, p. 50]). Pour les très faibles vitesses (quelques dizaines de mètres par seconde), la distribution de vitesse relative est supérieure à 30 %, ce qui est problématique pour nos expériences où les figures de diffraction seront alors « brouillées » par les différentes classes de vitesses présentes. On peut aussi s'étonner de la diminution de la distribution de vitesse relative lorsque la deuxième partie du ralentisseur Zeeman est utilisée (vitesse inférieure à $230 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$). Ceci s'explique par le fait que les vitesses les plus élevées en sortie de première partie ne sont pas ralenties. Il est possible de le constater par la présence, sur le spectre de temps de vol, d'un pic correspondant à une vitesse de $230 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ (vitesse de sortie de la première partie, correspondant à $I = 0 \text{ A}$ de la figure 1.10a).

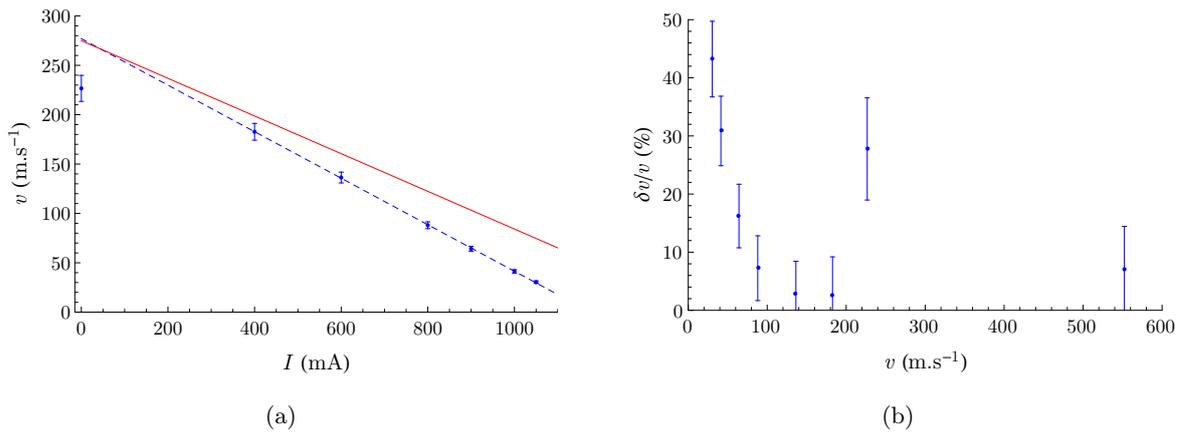


FIGURE 1.10 – (a) vitesses (valeurs théoriques en trait plein) — (b) distributions de vitesses relatives en sortie de ralentisseur Zeeman

Nous voulions aussi avoir une idée de l'influence de la puissance laser nécessaire au ralentissement. J'ai donc effectué deux séries de mesures : la première avec une puissance de 30 mW et une deuxième à 60 mW (les deux valeurs étant largement supérieures à l'intensité de saturation). L'analyse comparative à ces deux puissances n'a montré aucune différence significative.

1.6.3 Distribution spatiale

Cette étude a pu être réalisée grâce à l'imagerie à deux dimensions fournie par le détecteur à ligne à retard où il est possible de sélectionner une classe de vitesses (c'est à dire une fenêtre de temps de vol) . Comme nous pouvions le supputer, la répartition spatiale du jet atomique est isotrope (voir la figure 1.11a). Ainsi, les résultats présentés seront des profils radiaux.

Pour obtenir ces derniers, il a fallu, dans un premier temps, déterminer le centre du jet atomique. Ceci n'est pas trivial puisque celui-ci se trouve masqué par le miroir de renvoi du laser Zeeman (cf. figure 1.7). La méthode employée consiste alors à diviser notre image en anneaux de 2 mm de largeur puis de subdiviser ces anneaux en 18 secteurs (à la manière d'un disque dur). On calcule le nombre de coups par unité de surface de chaque secteur d'une couronne donnée puis la variance associée. Afin de pouvoir comparer les différentes couronnes, les variances sont normalisées par le nombre de coups moyens des secteurs d'une couronne. Pour une position du centre (x_{centre} et y_{centre}), on moyenne les variances obtenues. On réitère ces calculs pour différentes valeurs de x_{centre} et y_{centre} , le centre du jet atomique correspond au couple ($x_{\text{centre}}, y_{\text{centre}}$) qui présente la moyenne la plus faible.

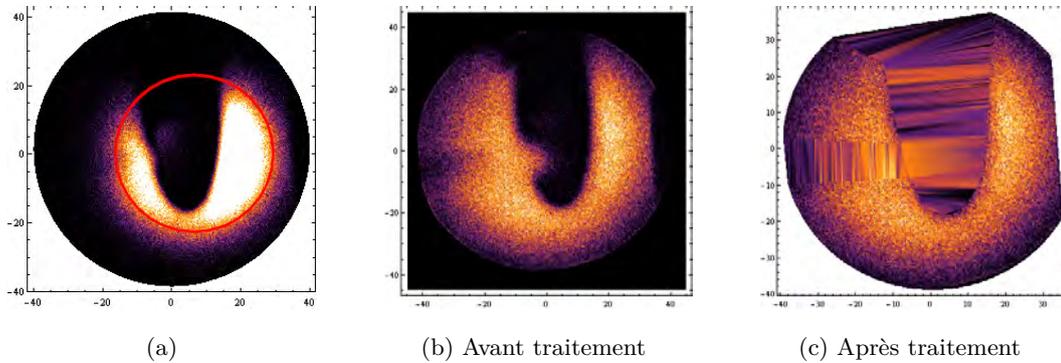


FIGURE 1.11 — (a) mise en évidence de l'isotropie spatiale du jet atomique (image 2D d'un jet d'Ar* ralenti à $91 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ avec une puissance laser de 60 mW) — (b) et (c) zones d'ombres au niveau du DLD (images 2D avant et après traitement d'un jet ralenti à $45 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ avec une puissance laser de 60 mW)

Afin de ne pas fausser les calculs, il est nécessaire de supprimer les secteurs présentant des zones d'ombres. Cette opération est indispensable afin d'éviter des zones où le nombre de coups est nul bien que des atomes existent dans ces espaces mais ont été arrêtés ou déviés avant d'arriver sur le détecteur. Comme le montre la figure 1.11b, ces zones sont :

- l'extérieur de la zone active du détecteur de diamètre de 80 mm alors que l'image fournie est un carré de 90 mm de côté ;
- le miroir de renvoi du faisceau laser Zeeman et son support (au centre) ;
- le support d'un réseau, présent bien qu'il ait été translaté le plus à l'extérieur possible (sur la droite) ;
- une partie du jet atomique qui est poussé par le laser Zeeman (sur la gauche). La puissance optique de plusieurs dizaines de milliwatts avant le miroir de renvoi explique cette poussée latérale.

La figure 1.11c donne l'image après traitement où les points supprimés sont représentés par les zones blanches ou hachurées. La divergence du faisceau atomique associée à des vitesses différentes oblige à calculer la position du centre et des zones d'ombres pour chaque mesure.

J'ai pu alors calculer l'intégrale d'anneaux centrés sur le jet atomique, afin d'extraire des profils radiaux dont l'origine correspond au centre précédemment défini.

La deuxième partie du travail a consisté en l'ajustement (*fit*) de ces profils. La première démarche a été de considérer une distribution spatiale gaussienne centrée à l'origine : ceci n'a pas été concluant. Nous nous sommes alors décidés de relâcher une contrainte : l'origine de la gaussienne. Nous avons alors obtenu un ajustement satisfaisant en première approximation comme le montre la figure 1.12b. Ce décalage de l'origine se traduit par une répartition spatiale en « *donut* » (cf. figure 1.12c), ce qui est significatif d'un dépeuplement du centre.

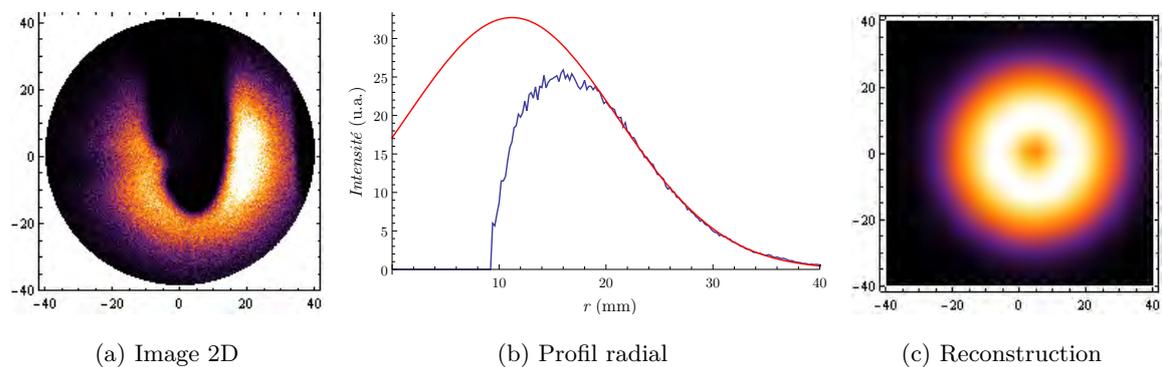


FIGURE 1.12 – (b) Profil radial du jet atomique ralenti à $65 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ (avec une puissance laser de 60 mW) obtenu à partir du traitement de l'imagerie 2D (a) — l'origine du profil correspond au centre du faisceau atomique et la zone d'intensité nulle à l'ombre du miroir ; l'intensité est en unité arbitraire (u.a.). (c) reconstruction de la distribution spatiale à partir du profil radial.

Après réflexion, nous avons mis le dépeuplement sur le compte du faisceau laser. En effet, celui-ci doit passer dans le tube où circulent les atomes et qui, dans notre expérience, ne mesure que 10 mm de diamètre. Or, grâce aux premières imageries 2D, nous savons que le faisceau atomique est large en sortie de ralentisseur (plusieurs millimètres). Les atomes au centre du jet sont donc soumis à une intensité plus importante que ceux sur les bords entraînant un nombre d'interactions atomes-lumière plus important. Nous avons voulu confirmer ce phénomène en améliorant le *fit*. Pour cela, j'ai considéré :

- une gaussienne centrée en zéro qui représente le profil attendu du jet atomique (ce qui est justifié par la forme de la fin du profil) ;
- un dépeuplement avec une gaussienne centrée en zéro qui reprendrait le profil du faisceau laser Zeeman (avec une largeur équivalente au profil transverse du laser, soit environ 3 mm de largeur à mi-hauteur) ;
- un repeuplement avec une gaussienne non-centrée en zéro afin de permettre la conservation du nombre d'atomes.

La conservation du nombre d'atomes passe par l'égalité des intégrales des gaussiennes de

dépeuplement (α) et repeuplement (β), avec :

$$\begin{aligned}\alpha &= \int_0^{+\infty} \frac{A}{\sqrt{2\pi}\sigma_\alpha} e^{\frac{-r^2}{2\sigma_\alpha^2}} 2\pi r \, dr \\ &= \frac{A\sqrt{2\pi}}{\sigma_\alpha} \int_0^{+\infty} e^{\frac{-p^2}{\sigma_\alpha^2}} \, dp \quad \text{avec } p = \frac{r^2}{2} \\ \alpha &= A\sqrt{2\pi}\sigma_\alpha\end{aligned}\tag{1.13}$$

et :

$$\begin{aligned}\beta &= \int_0^{+\infty} \frac{B}{\sqrt{2\pi}\sigma_\beta} e^{\frac{-(r-r_0)^2}{2\sigma_\beta^2}} 2\pi r \, dr \\ \beta &= \frac{B\sqrt{2\pi}}{\sigma_\beta} \left(\int_{-r_0}^{+\infty} e^{\frac{-y^2}{2\sigma_\beta^2}} y \, dy + r_0 \int_{-r_0}^{+\infty} e^{\frac{-y^2}{2\sigma_\beta^2}} \, dy \right) \quad \text{avec } y = r - r_0\end{aligned}\tag{1.14}$$

Or, les premiers calculs montrent que r_0 est de l'ordre de 10 mm, il en vient donc que $r_0 > 3\sigma_\beta$ (la valeur de σ_β peut être raisonnablement considérée dans le même ordre de grandeur, voire inférieure à $\sigma_\alpha = 3$ mm). Il en vient alors les simplifications suivantes :

$$\int_{-r_0}^{+\infty} e^{\frac{-y^2}{2\sigma_\beta^2}} y \, dy \approx 0 \quad \text{et} \quad \int_{-r_0}^{+\infty} e^{\frac{-y^2}{2\sigma_\beta^2}} \, dy \approx \sqrt{2\pi}\sigma_\beta\tag{1.15}$$

soit :

$$\beta = 2\pi r_0 B\tag{1.16}$$

En égalisant les équations (1.13) et (1.16), on trouve un rapport entre les amplitudes des gaussiennes :

$$\frac{A}{B} = \frac{\sqrt{2\pi}r_0}{\sigma_\alpha}\tag{1.17}$$

Avec les ordres de grandeurs précédemment donnés, ce rapport est de 7,5 minimum. Cette disproportion ne permet pas d'améliorer le fit de façon significative et nous sommes donc restés sur le modèle initial. Ceci se justifie d'autant plus que la recherche de valeurs précises n'était pas notre but. En effet, nous voulions savoir où se situait le maximum de flux d'Ar* ralenti afin de pouvoir y placer un réseau pour l'étude des interactions atomes-surface type van der Waals-Zeeman (la taille du réseau est un carré de 8 mm de côté).

Nous avons vu que les vitesses et les distributions de vitesses étaient peu influencées par la puissance laser, ceci est légèrement différent pour la répartition spatiale comme le montrent les valeurs du tableau 1.1. On retrouve dans celui-ci deux grandeurs : r_c correspondant au centre de la gaussienne, par rapport au centre du faisceau atomique, telle que représentée en figure 1.12b et σ son écart-type ; et ceci pour deux puissances laser (le manque d'intérêt pour la précision m'a conduit à ignorer tout calcul d'incertitude). Nous pouvons remarquer que le décalage du maximum de flux par rapport au centre du faisceau est d'autant plus grand que la

vitesse est faible, ce qui traduit un dépeuplement plus important pour de faibles vitesses. En ce qui concerne l'étalement de ce flux (sa largeur), il est aussi augmenté avec le ralentissement ainsi que par l'augmentation de la puissance laser. Ces résultats sont cohérents avec le fait que ces dégradations sont dues au profil de l'intensité laser. De plus, la justification de notre raisonnement est venue de calculs Monte-Carlo sur les interactions atomes-lumière, ceux-ci prennent notamment en compte le profil spatial du faisceau optique [7, p. 58].

	v ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$)	185	140	90	65	45	35
$P_{\text{Laser}} = 30 \text{ mW}$	r_c (mm)	1,7	3,6	10,7	14,3	22,5	27,0
	σ (mm)	4,0	5,0	6,7	8,8	8,5	9,8
$P_{\text{Laser}} = 60 \text{ mW}$	r_c (mm)	1,6	3,6	6,9	11,2	19,7	18,1
	σ (mm)	4,1	5,1	8,2	9,8	8,8	11,0

TABLEAU 1.1 – Caractéristiques spatiales du faisceau atomique ralenti (r_c : position du maximum par rapport au centre du faisceau et σ : écart-type) pour différentes vitesses et deux puissances laser différentes

Nous pouvons conclure que la dégradation des caractéristiques de notre faisceau atomique avec le ralentissement n'est pas propice aux mesures des phénomènes atomiques envisagés : interactions van der Waals-Zeeman, réfraction négative etc. En effet, dans le cas des interactions atomes-surface, la valeur élevée de la distribution de vitesse va venir « brouiller » la figure d'interférences mesurée. De plus, la faible brillance de notre faisceau d'Ar* est un réel problème vis-à-vis du taux de probabilité de ces processus (quelques 10^{-4}) et donc du temps de mesure nécessaire.

Échange de métastabilité à très faible énergie centre de masse

2.1 Section efficace d'échange théorique

2.1.1 Présentation du problème

Soient deux particules (atomes) Ar (\circ) et Ar* (\bullet). Dans le référentiel du laboratoire, elles ont respectivement les vitesses \vec{v}_1 et \vec{v}_2 et la vitesse du centre de masse (cm) de ce système est \vec{v}_{cm} , comme le montre la figure 2.1. Dans le référentiel du centre de masse, ces particules auront alors respectivement les vitesses \vec{w}_1 et \vec{w}_2 . C'est dans ce dernier référentiel que tous les calculs s'effectueront (sauf indication contraire).

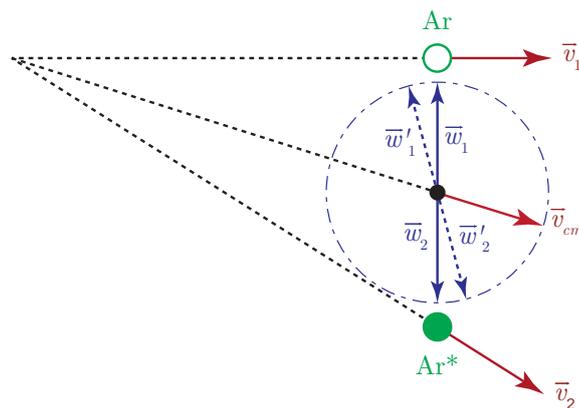


FIGURE 2.1 – Vitesses de deux particules dans le référentiel du laboratoire et celui du centre de masse

L'échange de métastabilité revient à écrire :



En regardant cette dernière équation, nous pourrions penser que le processus concerne les états internes de chaque atome et donc l'assimiler à un processus inélastique. Or, il n'en est rien puisqu'il y a conservation de l'énergie cinétique totale du système après échange : c'est donc bien un processus élastique. Regardons de plus près ce qu'il se passe lorsque les deux particules se croisent...

L'équation (2.1) s'écrit avec les vecteurs vitesses :

$$\text{Ar}(\vec{w}_1) + \text{Ar}^*(\vec{w}_2) \longrightarrow \text{Ar}(\vec{w}'_1) + \text{Ar}^*(\vec{w}'_2) \quad (2.2)$$

où \vec{w}'_1 et \vec{w}'_2 sont respectivement les vitesses, dans le centre de masse, des particules Ar et Ar* après collision. Les deux particules ayant la même masse (deux atomes d'argon de masse m), la conservation de l'impulsion et de l'énergie (dans le centre de masse) mènent à :

$$\vec{w}_1 = -\vec{w}_2 \quad \text{et} \quad \vec{w}'_1 = -\vec{w}'_2 \quad \text{avec} \quad |\vec{w}_1| = |\vec{w}_2| = |\vec{w}'_1| = |\vec{w}'_2| \quad (2.3)$$

Dans le cas où il n'y a pas eu d'échange, le résultat est trivial :

$$\text{Ar}(\vec{w}_1) + \text{Ar}^*(\vec{w}_2) \longrightarrow \text{Ar}(\vec{w}_1) + \text{Ar}^*(\vec{w}_2) \quad (2.4)$$

L'échange est un processus à grande distance ($\sim 10 a_0$, a_0 étant le rayon de Bohr), les angles de déflexion sont alors très petits, nous avons donc :

$$\vec{w}'_1 \approx \vec{w}_1 \quad \text{et} \quad \vec{w}'_2 \approx \vec{w}_2 \quad (2.5)$$

Pour rendre compte de l'échange de métastabilité, la seule solution distincte de l'équation (2.2) est de réécrire l'équation (2.1) de la manière suivante :

$$\text{Ar}(\vec{w}_1) + \text{Ar}^*(\vec{w}_2) \longrightarrow \text{Ar}^*(\vec{w}_1) + \text{Ar}(\vec{w}_2) \quad (2.6)$$

où nous constatons que les deux particules ont échangé leur vitesse (dans le centre de masse).

2.1.2 Diffusion dans un champ central

Les vecteurs étant inscrits dans une sphère (normes égales), le système présente donc une symétrie sphérique. Ce problème de collision élastique à deux corps peut donc être traité comme un problème de diffusion d'une particule de masse réduite ($\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} = \frac{m}{2}$) dans un champ central symétrique (non coulombien) $U(r)$. À grande distance, la fonction d'onde totale Ψ de la diffraction, solution de l'équation de Schrödinger, est la résultante de deux phénomènes :

- le déplacement d'une particule libre décrite par une onde plane $\Psi_i = e^{ikz}$. Elle correspond à un déplacement selon les z positifs avec un vecteur d'onde $k = \sqrt{2\mu E}/\hbar$ (avec μ la

masse de la particule, E son énergie) et une densité de courant de probabilité égale à la vitesse de la particule ;

- la diffusion de la particule décrite par une onde sphérique divergente $\Psi_d = f(\theta) e^{ikr}/r$ où $f(\theta)$ représente l'amplitude de diffusion en fonction de l'angle de diffusion.

soit :

$$\Psi \approx e^{ikz} + \frac{f(\theta)}{r} e^{ikr} \quad (2.7)$$

La probabilité de diffusion dans une surface $dS = 2\pi r^2 \sin\theta d\theta$, par unité de temps et en un point où l'onde incidente est nulle ($\Psi = \Psi_d$) vaut :

$$v_g |\Psi_d|^2 dS = v_g |f(\theta)|^2 \sin\theta d\theta \quad (2.8)$$

où $v_g = \hbar k/\mu$ est la vitesse de groupe de l'onde. D'autre part, la densité de courant de probabilité dans l'onde incidente Ψ_i est :

$$\frac{\hbar}{2i\mu} \left(\Psi_i^* \overrightarrow{\text{grad}} \Psi_i - \Psi_i \overrightarrow{\text{grad}} \Psi_i^* \right) = v_g \quad (2.9)$$

Le rapport de l'équation (2.8) par l'équation (2.9) donne un résultat qui a la grandeur physique d'une aire. La section efficace de diffusion totale σ est alors définie par l'intégration de ce rapport sur le demi-espace correspondant à l'absence de l'onde incidente :

$$\sigma = 2\pi \int_0^\pi |f(\theta)|^2 \sin\theta d\theta \quad (2.10)$$

La solution de l'équation de Schrödinger dans un champ central s'écrit (cf. annexe A) :

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dR_l}{dr} \right) - \frac{l(l+1)}{r^2} R_l(r) + \frac{2\mu}{\hbar^2} [E - U(r)] R_l(r) = 0 \quad (2.11)$$

qui a pour solution asymptotique [69, p. 134], une onde stationnaire :

$$R_l(r) \approx \frac{a_l}{r} \sin \left(kr - \frac{l\pi}{2} + \delta_l \right) \quad (2.12)$$

où a_l représente l'amplitude de l'onde et δ_l le déphasage, lorsque r tend vers l'infini, entre la phase due au potentiel centrifuge — cf. équation (A.8) — et celle où s'ajoute l'effet du potentiel $U(r)$. La première phase vaut :

$$\varphi_{\text{centrifuge}} = kr - \frac{l\pi}{2} \quad (2.13)$$

tandis que la seconde se détermine grâce à l'approximation JWKB de la solution radiale de l'équation de Schrödinger du déplacement d'une particule dans un champ central — voir

équation (B.18) :

$$\varphi_{\text{potentiel central}} = \int_{r_l}^r \left[k^2 - \frac{2\mu}{\hbar^2} U(r) - \frac{(l + \frac{1}{2})^2}{r^2} \right]^{1/2} dr + \frac{\pi}{4} \quad (2.14)$$

où r_l correspond à la distance de plus courte approche qui est la solution en r de :

$$k^2 - \frac{2\mu}{\hbar^2} U(r) - \frac{(l + \frac{1}{2})^2}{r^2} = 0 \quad (2.15)$$

Or, lorsque r tend vers l'infini, l'intégrale de l'équation (2.14) diverge ($\int k dr = kr$). À grande distance, $U(r)$ et le potentiel centrifuge s'annulent et la phase doit se comporter comme kr . Nous réécrivons en conséquence la phase du potentiel central comme suit :

$$\varphi_{\text{potentiel central}} = \int_{r_l}^r \left[k^2 - \frac{2\mu}{\hbar^2} U(r) - \frac{(l + \frac{1}{2})^2}{r^2} \right]^{1/2} - k dr + \frac{\pi}{4} + kr - kr_l \quad (2.16)$$

où maintenant, à grande distance, l'intégrale s'annule et l'expression de la phase n'est pas modifiée de par l'ajout des bornes de l'intégration : $kr - kr_l$. L'expression JWKB du déphasage est alors — telle qu'écrite en [69, p.568] :

$$\delta_l = \int_{r_l}^{\infty} \left[k^2 - \frac{2\mu}{\hbar^2} U(r) - \frac{(l + \frac{1}{2})^2}{r^2} \right]^{1/2} - k dr - kr_l + \left(l + \frac{1}{2} \right) \frac{\pi}{2} \quad (2.17)$$

La solution générale doit présenter une symétrie axiale par rapport à l'axe z , elle est donc une somme de produits des fonctions radiales $R_l(r)$ par des polynômes de Legendre $P_l(\cos\theta)$. La forme asymptotique de cette solution peut alors s'écrire de la façon suivante :

$$\Psi \approx \sum_{l=0}^{\infty} (2l + 1) A_l P_l(\cos\theta) \frac{1}{kr} \sin\left(kr - \frac{l\pi}{2} + \delta_l\right) \quad (2.18)$$

soit en notation complexe :

$$\Psi \approx \sum_{l=0}^{\infty} (2l + 1) A_l P_l(\cos\theta) \frac{i}{2kr} \left[e^{-i(kr - \frac{l\pi}{2} + \delta_l)} - e^{i(kr - \frac{l\pi}{2} + \delta_l)} \right] \quad (2.19)$$

Or, la forme asymptotique de la décomposition d'une onde sphérique est [69, p. 13] :

$$e^{ikz} \approx \sum_{l=0}^{\infty} i^l (2l + 1) P_l(\cos\theta) \frac{i}{2kr} \left[e^{-i(kr - \frac{l\pi}{2})} - e^{i(kr - \frac{l\pi}{2})} \right] \quad (2.20)$$

Afin que la différence entre les équations (2.19) et (2.20) corresponde à l'onde sphérique divergente ($f(\theta) e^{ikr}/r$, donc sans dépendance en e^{-ikr}), il faut imposer :

$$A_l = i^l e^{i\delta_l} \quad (2.21)$$

La fonction d'onde devient alors ¹ :

$$\Psi \approx \frac{i}{2kr} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) P_l(\cos\theta) \left[(-1)^l e^{-ikr} - e^{2i\delta_l} e^{ikr} \right] \quad (2.22)$$

L'onde sphérique divergente obtenue de la soustraction de l'équation (2.22) de l'équation (2.20) permet de trouver l'expression de l'amplitude de diffusion :

$$f(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) P_l(\cos\theta) (e^{2i\delta_l} - 1) \quad (2.23)$$

Le carré du module de $f(\theta)$, dont dépend la section efficace, vaut :

$$\begin{aligned} |f(\theta)|^2 &= \left[\frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) P_l(\cos\theta) (e^{2i\delta_l} - 1) \right] \left[\frac{-1}{2ik} \sum_{l'=0}^{\infty} (2l'+1) P_{l'}(\cos\theta) (e^{-2i\delta_{l'}} - 1) \right] \\ |f(\theta)|^2 &= \frac{1}{4k^2} \sum_{l,l'} (2l+1)(2l'+1) (e^{2i\delta_l} - 1)(e^{-2i\delta_{l'}} - 1) P_l(\cos\theta) P_{l'}(\cos\theta) \end{aligned} \quad (2.24)$$

De par la relation d'orthogonalité des polynômes de Legendre, cette dernière expression se réduit à :

$$\begin{aligned} |f(\theta)|^2 &= \frac{1}{4k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)^2 (e^{2i\delta_l} - 1)(e^{-2i\delta_l} - 1) P_l^2(\cos\theta) \\ &= \frac{1}{2k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)^2 (1 - \cos 2\delta_l) P_l^2(\cos\theta) \\ |f(\theta)|^2 &= \frac{1}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)^2 \sin^2 \delta_l P_l^2(\cos\theta) \end{aligned} \quad (2.25)$$

Comme :

$$\int_0^\pi P_l^2(\cos\theta) \sin\theta d\theta = \frac{2}{2l+1} \quad (2.26)$$

la section efficace vaut alors, cf. équation (2.10) :

$$\sigma = \frac{4\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \sin^2 \delta_l \quad (2.27)$$

1. Nous remarquerons que $i^l = e^{i\frac{l\pi}{2}}$

2.1.3 Pseudo-molécule Ar-Ar*

L'hamiltonien du système Ar-Ar* — tel qu'il est décrit par la relation (2.6) — est composé d'une partie correspondant à l'énergie cinétique et d'une autre relative au mouvement interne. De par la conservation de l'énergie de ce système, le premier terme (purent classique) est constant : il peut donc être omis dans la suite de l'étude.

La masse d'un proton est largement supérieure à celle d'un électron : $m_p \approx 1836 m_e$. Or, la fréquence du mouvement d'une particule est inversement proportionnelle à sa masse² : le mouvement des électrons est donc beaucoup plus rapide que celui des protons. Nous pouvons en conclure que :

- le mouvement des électrons pour une certaine position des noyaux est très voisin de celui qu'ils auraient si les noyaux étaient fixés ;
- les noyaux perçoivent un mouvement moyenné des électrons (position moyenne des électrons).

Les deux mouvements étant décorrélés, nous pouvons dissocier les fonctions d'onde électronique et nucléaire : c'est l'approximation de Born-Oppenheimer. Elle revient à écrire pour l'hamiltonien et la fonction d'onde de la molécule :

$$\begin{aligned}\hat{H}_{\text{molécule}} &= \hat{H}_{\text{électronique}} + \hat{H}_{\text{nucléaire}} \\ \Psi_{\text{molécule}} &= \Psi_{\text{électronique}} \Psi_{\text{nucléaire}}\end{aligned}\quad (2.28)$$

Notre système est composé de deux noyaux ayant la même charge électrostatique³. L'hamiltonien électronique est donc invariant par l'opérateur inversion :

$$\hat{\mathbf{R}} : r \longrightarrow -r \quad (2.29)$$

soit $[\hat{H}_{\text{électronique}}, \hat{\mathbf{R}}] = 0$. Nous devons donc trouver des états propres communs à $\hat{H}_{\text{électronique}}$ et $\hat{\mathbf{R}}$. Or, $\hat{\mathbf{R}}^2$ est égal à l'opérateur identité. Si λ sont les valeurs propres de $\hat{\mathbf{R}}$ alors, elles sont aussi les valeurs propres de l'hamiltonien de la partie électronique :

$$\lambda^2 = 1 \quad \Rightarrow \quad \lambda = \pm 1 \quad (2.30)$$

Les états électroniques correspondant à $\lambda = 1$ et $\lambda = -1$ sont appelés respectivement *gerade* et *ungerade* (pair et impair en allemand, symbolisés par g et u). Les fonctions d'ondes

2. Dans le cas d'une particule de masse m équivalente a un oscillateur harmonique de constante de raideur k , la pulsation de l'oscillation est $\omega_0 = \sqrt{k/m}$

3. Le raisonnement qui suit est donc indépendant de l'isotope de chaque atome. En effet, la masse intervient sur l'énergie du système et la position du centre de masse. Or, l'énergie a été traitée du fait de la conservation de l'énergie. De plus, les calculs sont effectués dans le référentiel du centre de masse donc indépendant de sa position dans le référentiel du laboratoire.

moléculaires $\Psi_u(r)$ et $\Psi_g(r)$, ou plutôt leur limite quand r tend vers l'infini, s'écrivent :

$$\Psi_g = \frac{1}{\sqrt{2}} (\Psi_1^A \Psi_2^B + \Psi_2^A \Psi_1^B) \quad \text{et} \quad \Psi_u = \frac{1}{\sqrt{2}} (\Psi_1^A \Psi_2^B - \Psi_2^A \Psi_1^B) \quad (2.31)$$

où $\Psi_1^{A,B}$ et $\Psi_2^{A,B}$ sont les fonctions d'onde de l'état fondamental et excité, associées à deux particules A et B . Comme le montre la figure 2.2, nos voies d'entrée et de sortie ne sont ni *gerade*, ni *ungerade* mais une combinaison de ces deux états :

- pour l'état d'entrée (identique avec et sans échange), $\Psi_1^A \Psi_2^B = \frac{1}{\sqrt{2}} (\Psi_g + \Psi_u)$;
- pour l'état de sortie sans échange, $\Psi_1^A \Psi_2^B = \frac{1}{\sqrt{2}} (\Psi_g + \Psi_u)$;
- pour l'état de sortie avec échange, $\Psi_2^A \Psi_1^B = \frac{1}{\sqrt{2}} (\Psi_g - \Psi_u)$

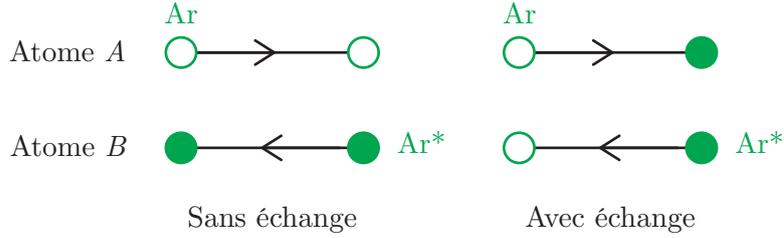


FIGURE 2.2 – Représentation schématique de la voie directe (sans échange) et avec échange

De la combinaison linéaire de l'état d'entrée, il en résulte que nous devons considérer deux ondes incidentes (de même amplitude et en phase) qui vont être diffusées chacune par un potentiel $U_g(r)$ et $U_u(r)$:

$$e^{ikz} \Psi_{g,u}(r) \longrightarrow \left(e^{ikz} + \frac{f_{g,u}(\theta)}{r} e^{ikr} \right) \Psi_{g,u}(r) \quad (2.32)$$

où $f_g(\theta)$ et $f_u(\theta)$ représentent les amplitudes de diffusions de chaque onde — cf. équation (2.7). L'état de sortie est également une combinaison linéaire des fonctions diffusées :

$$e^{ikz} \frac{\Psi_u + \Psi_g}{\sqrt{2}} \longrightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} \left(e^{ikz} + \frac{f_g(\theta)}{r} e^{ikr} \right) \Psi_g(r) + \frac{1}{\sqrt{2}} \left(e^{ikz} + \frac{f_u(\theta)}{r} e^{ikr} \right) \Psi_u(r)$$

$$e^{ikz} \Psi_1^A \Psi_2^B \longrightarrow e^{ikz} \Psi_1^A \Psi_2^B + \frac{e^{ikr}}{r} \left[\frac{f_g(\theta) + f_u(\theta)}{2} \Psi_1^A \Psi_2^B + \frac{f_g(\theta) - f_u(\theta)}{2} \Psi_2^A \Psi_1^B \right] \quad (2.33)$$

Tandis que le deuxième terme de l'équation (2.33) représente la diffusion élastique sans échange, le dernier décrit quant à lui l'échange de métastabilité. La section efficace d'échange

vaut alors — cf. équation (2.10) :

$$\begin{aligned}\sigma_{\text{éch}} &= 2\pi \int_0^\pi \left| \frac{f_g(\theta) - f_u(\theta)}{2} \right|^2 \sin\theta \, d\theta \\ \sigma_{\text{éch}} &= \frac{\pi}{2} \int_0^\pi |f_g(\theta) - f_u(\theta)|^2 \sin\theta \, d\theta\end{aligned}\quad (2.34)$$

Un développement identique à celui mené dans le cas d'un potentiel unique permet de définir les amplitudes de diffusions en fonctions d'un déphasage — cf. équation (2.23) :

$$f_{g,u}(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) P_l(\cos\theta) \left(e^{2i\delta_l^{g,u}} - 1 \right) \quad (2.35)$$

L'expression de la section efficace d'échange en fonction de ces déphasages est donc (voir aussi référence [70, p. 431]) :

$$\sigma_{\text{éch}} = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \sin^2(\delta_l^g - \delta_l^u) \quad (2.36)$$

avec

$$\delta_l^{g,u} = \int_{r_l^{g,u}}^{\infty} \left[k^2 - \frac{2\mu}{\hbar^2} U_{g,u}(r) - \frac{\left(l + \frac{1}{2}\right)^2}{r^2} \right]^{1/2} dr - k r_l^{g,u} + \left(l + \frac{1}{2}\right) \frac{\pi}{2} \quad (2.37)$$

où $r_l^{g,u}$ correspond à la distance de plus courte approche qui est la plus grande racine en r de l'équation :

$$k^2 - \frac{2\mu}{\hbar^2} U_{g,u}(r) - \frac{\left(l + \frac{1}{2}\right)^2}{r^2} = 0 \quad (2.38)$$

2.1.4 Résultats théoriques

Pour réaliser les simulations, j'ai repris les potentiels déjà utilisés au sein de l'équipe par J. Robert [71], qui sont des ajustements des calculs *ab initio* de F. Spiegelman [72, 73]. Pour le système Ar-Ar*, les potentiels 2_u et 2_g sont de la forme⁴ :

$$U(r) = -\frac{C_6}{r^6} + \frac{A e^{-\alpha r}}{r^n} \quad (2.39)$$

dont les valeurs numériques pour chaque potentiel (*gerade* et *ungerade*) sont données en tableau 2.1. La figure 2.3 illustre ces potentiels. Il est à noter que les valeurs y sont exprimées en unité atomique (ua) car ce système d'unité est usuel en physique atomique (et en particulier en physique des collisions). Il doit cependant être manié avec prudence car l'homogénéité

4. Dans notre expérience, les atomes Ar* sont initialement polarisés en spin selon la direction de propagation par pompage optique avec $M = +2$ [42, p. 104]. Comme l'échange est un processus à grande distance, seuls les deux états moléculaires $\Omega = 2$ (g et u) peuvent être considérés.

des grandeurs physiques n'est pas respectée, je me permets donc de préciser les différents paramètres utilisés dans ce système :

- masse réduite, $\mu = \frac{m_{Ar}}{2m_e}$ où m_{Ar} est la masse de l'argon et m_e la masse de l'électron ;
- le nombre d'onde, $k = \sqrt{\frac{2\mu E_{cm}}{E_h}}$ où E_{cm} est l'énergie centre de masse du système Ar-Ar* et E_h l'énergie de Hartree.

Potentiel	C_6	A	α	n
<i>Gerade</i> (g)	67,200	6 789,942 87	0,118 743 532	7,593 698 25
<i>Ungerade</i> (u)	67,200	372,145 909	0,816 170 947	3,337 379 92

TABLEAU 2.1 – Valeurs numériques, en unité atomique, des potentiels selon l'équation (2.39)

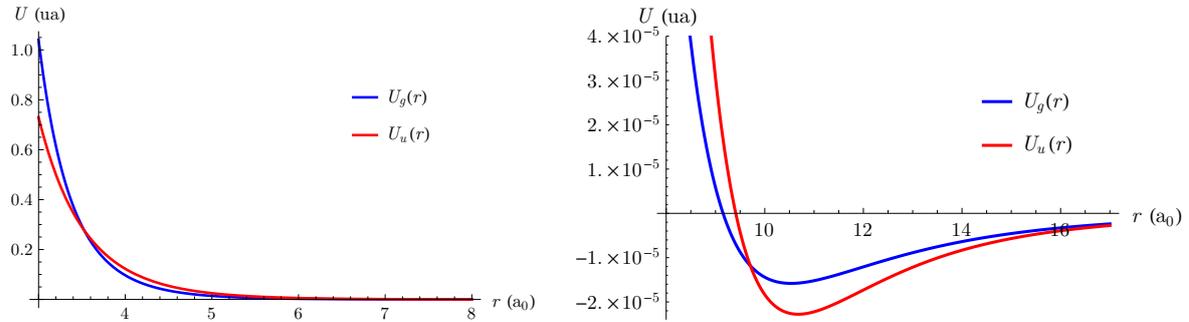


FIGURE 2.3 – Potentiels 2_g et 2_u de la pseudo molécule Ar-Ar*

Une deuxième remarque porte sur les bornes supérieures de la somme de l'équation (2.36) et de l'intégrale de l'équation (2.37) qui sont, dans les deux cas, infinies. Heureusement, ces équations convergent pour des valeurs de l raisonnables (une centaine) et j'ai choisi la valeur $l_{\max} = 300$ puisque $|\sigma(l = 301) - \sigma(l = 300)| < 10^{-6} a_0^2$.

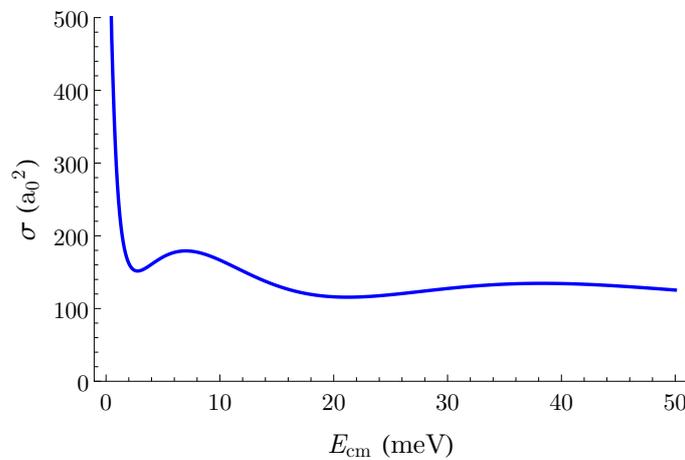


FIGURE 2.4 – Section efficace d'échange théorique en fonction de l'énergie centre de masse ($100 a_0^2 = 0,28 \text{ nm}^2$)

Le résultat des simulations est donné en figure 2.4 où l'on peut voir que la section efficace est relativement constante pour des énergies supérieures à 30 meV. Des mesures à des valeurs inférieures (entre 12,5 meV et 25 meV) ont été réalisées par l'équipe [1], l'allure de la courbe théorique montre l'intérêt de sonder des énergies encore plus faibles (entre 4 meV et 10 meV)

2.1.5 Validité de l'approximation JWKB

La question de la validité de l'approximation JWKB pour ces énergies plus faibles doit être posée. En effet, la comparaison avec les mesures pratiques ne pourra se faire qu'après s'être assuré des valeurs théoriques. Pour cela, j'aurais pu m'appuyer sur l'équation (B.7). Cependant, à partir d'une idée et des travaux de F. Perales, nous avons décidé de résoudre numériquement l'équation différentielle de la fonction d'onde. En s'appuyant sur les développements effectués en annexes A et B, on montre que cela revient à résoudre l'équation différentielle suivante (cf. equation B.13) :

$$\frac{d^2 w}{dx^2} + K^2(x) w(x) = 0 \quad (2.40)$$

avec :

$$K^2(x) = \frac{2\mu}{\hbar^2} e^{2x} [E - U(e^x)] - \left(l + \frac{1}{2}\right)^2 \quad (2.41)$$

En linéarisant $K^2(x)$ autour de la distance de plus courte approche $x_l = \ln(r_l)$ (voir eq. 2.15), l'équation 2.40 devient :

$$\frac{d^2 w}{dx^2} + a(x - x_l) w(x) = 0 \quad \text{où} \quad a = \left. \frac{dK^2}{dx} \right|_{x=x_l} \quad (2.42)$$

La solution régulière de cette équation est une fonction d'Airy :

$$w(x) = \text{Ai} \left[-a^{1/3} (x - x_l) \right] \quad (2.43)$$

et dont la dérivée vaut alors :

$$\frac{dw}{dx} = -a^{1/3} \text{Ai} \left[-a^{1/3} (x - x_l) \right] \quad (2.44)$$

Afin de résoudre l'équation différentielle 2.42, on impose deux conditions :

$$\begin{cases} w(x_l) = \text{Ai}(0) \\ \left. \frac{dw}{dx} \right|_{x=x_l} = -a^{1/3} \left. \frac{d \text{Ai}}{dx} \right|_{x=0} \end{cases} \quad (2.45)$$

La phase de l'onde est déterminée par l'interpolation de la fonction d'Airy, à longue distance ($r = 300 a_0^2$), par une fonction sinusoïdale : $\cos(kr + \varphi)$. Ainsi, on détermine pour chaque valeur de l une phase pour les potentiels 2_u et 2_g auxquelles on soustrait la phase de l'onde libre ($U(r) = 0$) pour obtenir les déphasage $\delta_l^{g,u}$. La section d'échange est alors calculée à l'aide de l'équation 2.36 (le programme *Mathematica* est donné en annexe C). Les résultats, pour une énergie centre de masse comprise entre 0,5 meV et 30 meV, sont donnés en figure 2.5. L'accord avec les calculs en utilisant l'approximation JWKB est excellent. En effet, on obtient une différence inférieure à 3 % pour les plus faibles énergies et qui descend en deçà du pourcent au-delà de 3 meV.

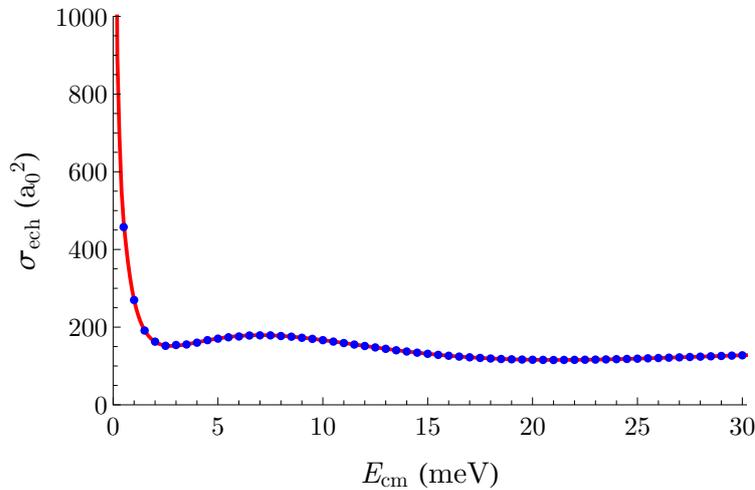


FIGURE 2.5 – Comparaison entre les calculs de sections efficaces d'échange par résolution numérique de l'équation Schrödinger radiale (points bleus) et par l'approximation JWKB (trait rouge)

2.2 Section efficace d'échange expérimentale

2.2.1 Section efficace géométrique

Comme énoncé dans l'introduction de ce chapitre, il n'est pas possible de discerner un atome incident qui interagit avec un atome cible. Nous avons donc introduit la notion de section efficace théorique (rapport de la probabilité de diffusion à la densité de courant de probabilité dans l'onde incidente), mais qu'en est-il en pratique ?

Considérons un faisceau de particules incidentes (indiquées i) dont l'interaction avec des particules cibles (indiquées c) induit des particules diffusées (indiquées d). Si la cible est mince, le rapport des flux de particules diffusées (Φ_d) et incidentes (Φ_i) est égal au rapport de la

surface de diffusion (S_d) par la section du faisceau incident (S_i) :

$$\frac{\Phi_d}{\Phi_i} = \frac{S_d}{S_i} \quad (2.46)$$

Or, la surface de diffusion peut être vue comme le produit du nombre de particules cibles dans la surface S_i (N_c) par leur taille transversale effective σ_{eff} . Ce dernier paramètre n'est rien d'autre que la section efficace géométrique qui vaut donc :

$$\sigma_{\text{eff}} = \frac{\Phi_d S_i}{\Phi_i N_c} \quad (2.47)$$

Dans notre expérience, les atomes d'argon à l'état fondamental Ar représentent le faisceau incident. La cible sera alors des atomes métastables Ar* tout comme les particules diffusées tel que représenté en figure 2.6.

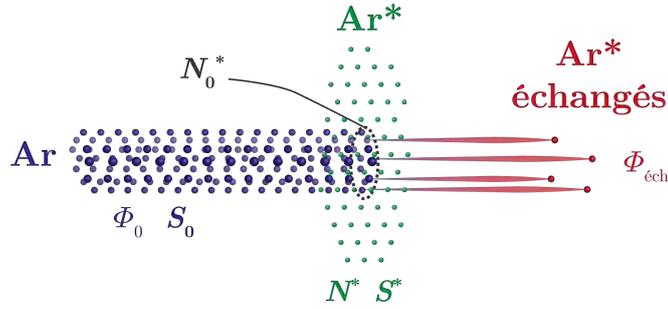


FIGURE 2.6 – Représentation du faisceau incident (Ar), cible (Ar*) et diffusé (Ar* échangés) ainsi que leurs données utiles au calcul de la section efficace

En reprenant les notations de la figure 2.6, à savoir :

- Φ_0 et S_0 , le flux et la section du faisceau d'Ar ;
- N^* et S^* , le nombre et la surface des atomes d'Ar* ;
- N_0^* , le nombre d'Ar* dans la section S_0 ;
- $\Phi_{\text{éch}}$, le flux d'atomes échangés ;

et par identification avec l'équation (2.47), la section efficace d'échange s'écrit :

$$\sigma_{\text{éch}} = \frac{\Phi_{\text{éch}} S_0}{\Phi_0 N_0^*} \quad (2.48)$$

Si la cible est plus large que le faisceau incident ($S^* > S_0$), et en considérant une densité surfacique homogène de la cible, nous obtenons alors :

$$\sigma_{\text{éch}} = \frac{\Phi_{\text{éch}} S^*}{\Phi_0 N^*} \quad (2.49)$$

2.2.2 Méthode expérimentale

L'échange de métastabilité se produit à l'intérieur d'un unique jet atomique du fait de sa distribution de vitesse, mais il est alors impossible de discerner les Ar^* issus de bombardement électronique (cf. section 1.2) de ceux issus de l'échange. Notre mesure repose donc sur l'utilisation de deux paquets d'atomes colinéaires se propageant dans le même sens à des vitesses voisines pour avoir accès à de faibles énergies centre de masse. Pour cela, nous utilisons un disque à trois fentes⁵ monté en amont du ralentisseur Zeeman (voir fig. 2.7) dont les caractéristiques sont :

- diamètre du disque, $d_d = 210$ mm ;
- largeur des fentes, $l_f = 1,55$ mm ;
- hauteur des fentes, $h_f = 10$ mm ;
- angles par rapport à la première fente, $\theta_{1-2} = 18^\circ$ ($1/20^\text{e}$ de tour) et $\theta_{1-3} = 90^\circ$;

les différentes longueurs sont données avec un $\Delta = \pm 0,05$ mm soit une incertitude associée $u = 29$ μm (cf. annexe D).

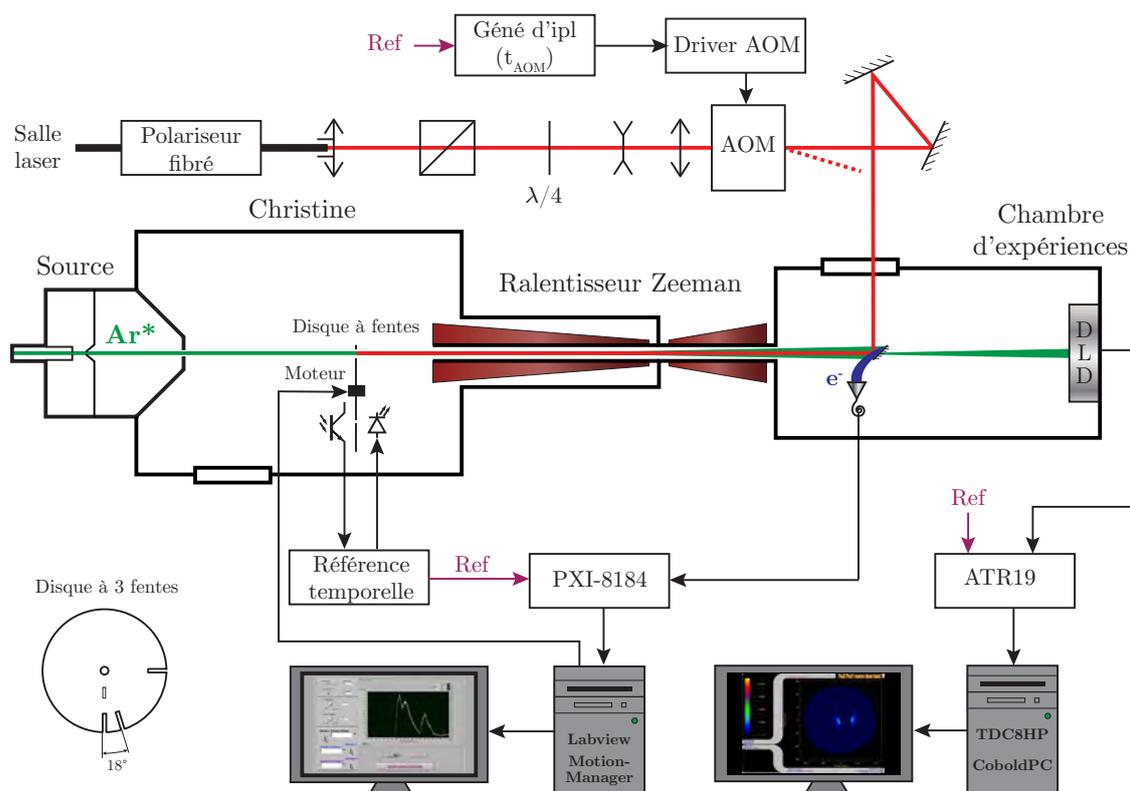


FIGURE 2.7 – Dispositif expérimental pour l'étude de l'échange de métastabilité (plus de détails du dispositif laser et de la partie traitement des signaux se trouvent en figure 1.6 et 1.7) — en bas à gauche : représentation du disque à trois fentes

5. La troisième fente sert de référence pour différents calculs (vérification des angles entre les fentes par exemple).

Afin que les deux paquets issus des premières fentes se croisent, le premier est ralenti par effet Zeeman. En jouant sur la durée du ralentissement, nous modifions la vitesse relative entre le paquet d'Ar (à vitesse thermique) et les atomes Ar* : nous avons alors accès à une gamme d'énergies centre de masse. Pour ce faire, le faisceau laser est dévié à l'aide d'un modulateur accousto-optique après un temps t_{AOM} (cf. figure 2.7) — la référence temporelle étant le passage des atomes par la première fente du disque (signal de synchronisation fourni par le couple diode-photodétecteur). Le montage employé présente l'inconvénient de ne pas couper totalement le faisceau laser lors de sa déviation (l'AOM a un taux d'extinction de l'ordre 0 de 94 %), ce qui entrainera le ralentissement de certains atomes en deçà de ce qui est souhaité⁶.

Ainsi, l'échange de métastabilité se traduit par un « transfert » du nombre d'atomes métastables issus de la première fente vers ceux de la deuxième fente comme le représente la figure 2.8. La zone d'échange correspond à la coïncidence de la trajectoire d'un atome ralenti pendant le temps t_{AOM} issu de la première fente (origine des temps) et celle d'un atome non ralenti issu de la deuxième fente (décalage temporel de 1 ms pour deux fentes décalées de 18° tournant à 50 Hz).

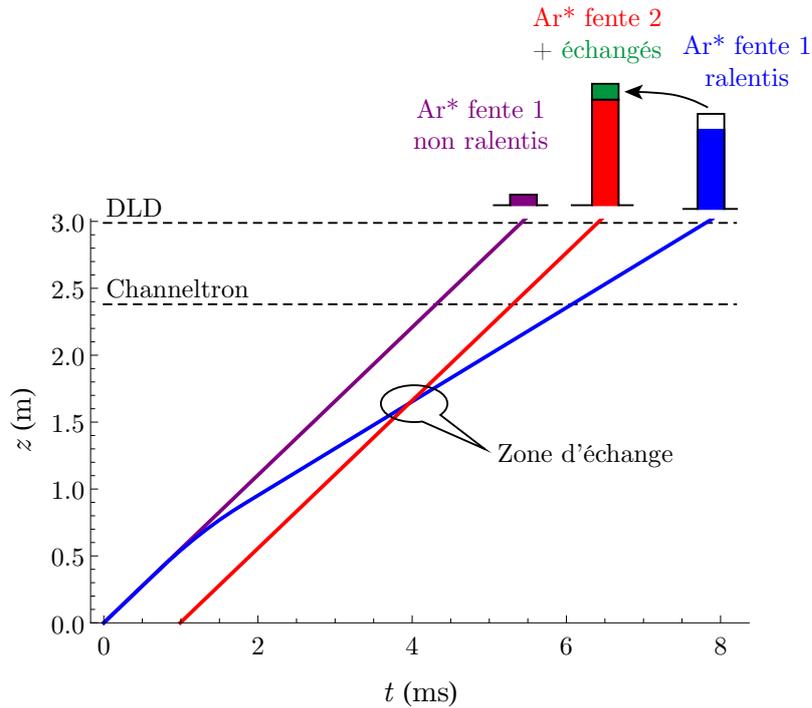


FIGURE 2.8 — Principe de l'échange de métastabilité entre les atomes de la première fente (non ralentis et ralentis) et ceux de la deuxième fente — les tracés représentent les trajectoires de ces Ar* (l'origine des positions correspond au disque de temps de vol)

6. Nous aurions voulu réaliser un montage plus classique en pilotant le modulateur acousto-optique du faisceau laser Zeeman situé en amont du montage (AOM à 340 MHz). Mais, cela n'était pas possible car le faisceau laser issu de celui-ci est envoyé au montage d'absorption-saturée (voir figure 1.6 et texte associé).

2.2.3 Énergies centre de masse

Le détecteur à ligne à retard et le channeltron permettent d'obtenir des spectres de temps de vol. Sur ceux-ci, nous pouvons retrouver jusqu'à six pics d'Ar* (les seuls atomes à pouvoir être détectés) :

- les atomes rapides issus d'une des trois fentes, $F_{1,2,3}$ (*Fast*). Ce sont les atomes dans le sous-niveau 3P_0 (non-résonnants avec la fréquence laser) et ceux qui n'ont pas « accroché » au niveau du ralentisseur Zeeman pour les deux premières fentes (vitesse trop rapide par rapport au *detuning* et au champ magnétique). Pour les atomes des fentes 2 et 3, ils peuvent ne pas être ralentis car, selon le temps t_{AOM} , le faisceau laser est déjà coupé lorsqu'ils passent à travers ces fentes (ce qui est toujours vrai pour la troisième) ;
- les atomes issus des deux premières fentes ralentis par le ralentisseur Zeeman, $S_{1,2}$ (*Slow*) ;
- les atomes de la fente 1 qui sont ralentis par le faisceau laser résiduel lors de sa déviation par l'AOM, R_1 (*Residual*). Il n'y a pas de « résiduels » pour la deuxième fente car la vitesse des atomes ralentis S_2 est assez élevée pour que la puissance laser résiduelle induise une absorption négligeable (leur temps de ralentissement correspond à t_{AOM} moins le temps de rotation du disque entre les deux fentes).

Afin de déterminer le centre de ces différents pics, j'ai procédé à un *fit* (courbe d'ajustement) de l'ensemble des spectres de temps de vol obtenus. Une première étape consiste à « fitter » les courbes sans ralentissement (DLD et channeltron) par trois gaussiennes correspondant à chacune des fentes. Pour les autres courbes, j'ai utilisé six gaussiennes : $F_{1,2,3}$, $S_{1,2}$ et R_1 . Pour les pics $F_{1,2,3}$, qui n'ont pas lieu d'être modifiés par le ralentissement, j'ai conservé les paramètres de valeurs moyennes (positions) et d'écart-types (distributions de vitesse) obtenus lors de la première étape. J'ai ainsi obtenu, pour chaque courbe, six jeux de paramètres : amplitude, valeur moyenne et écart-type. Ensuite, il a fallu attribuer chaque jeu au bon pic $S_{1,2}$ et R_1 car leur présence et leur ordre sont fonction du temps t_{AOM} , comme le montre la figure 2.9.

La vitesse des atomes rapides (non-ralentis) est directement liée à la température des atomes :

$$\frac{1}{2} m_{Ar} v^2 = \frac{\gamma}{\gamma - 1} k_B T \quad (2.50)$$

où k_B est la constante de Boltzmann et γ représente le rapport des chaleurs spécifiques, $\gamma = 5/3$ pour un gaz monoatomique idéal [62]. Pour une température de $T = 20^\circ\text{C}$, la vitesse thermique est alors $v_{\text{therm}} = 552 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. À partir de la position temporelle des pics rapides, il est alors aisé de définir la distance entre le channeltron et le détecteur ($d_{\text{détéc}} = 60,8 \text{ (6,7) cm}$), mais aussi de vérifier les angles entre les fentes : $\theta_{1-2} = 17,9^\circ$ et $\theta_{1-3} = 89,9^\circ$. Connaissant la distance entre les deux détecteurs et le temps mis par les atomes ralentis pour parcourir cette distance (grâce aux spectres de temps de vol), j'ai pu calculer leur vitesse v_{ral} en fonction du temps t_{AOM} . L'échange met en jeu un atome Ar (F_2) de vitesse thermique et un atome Ar*

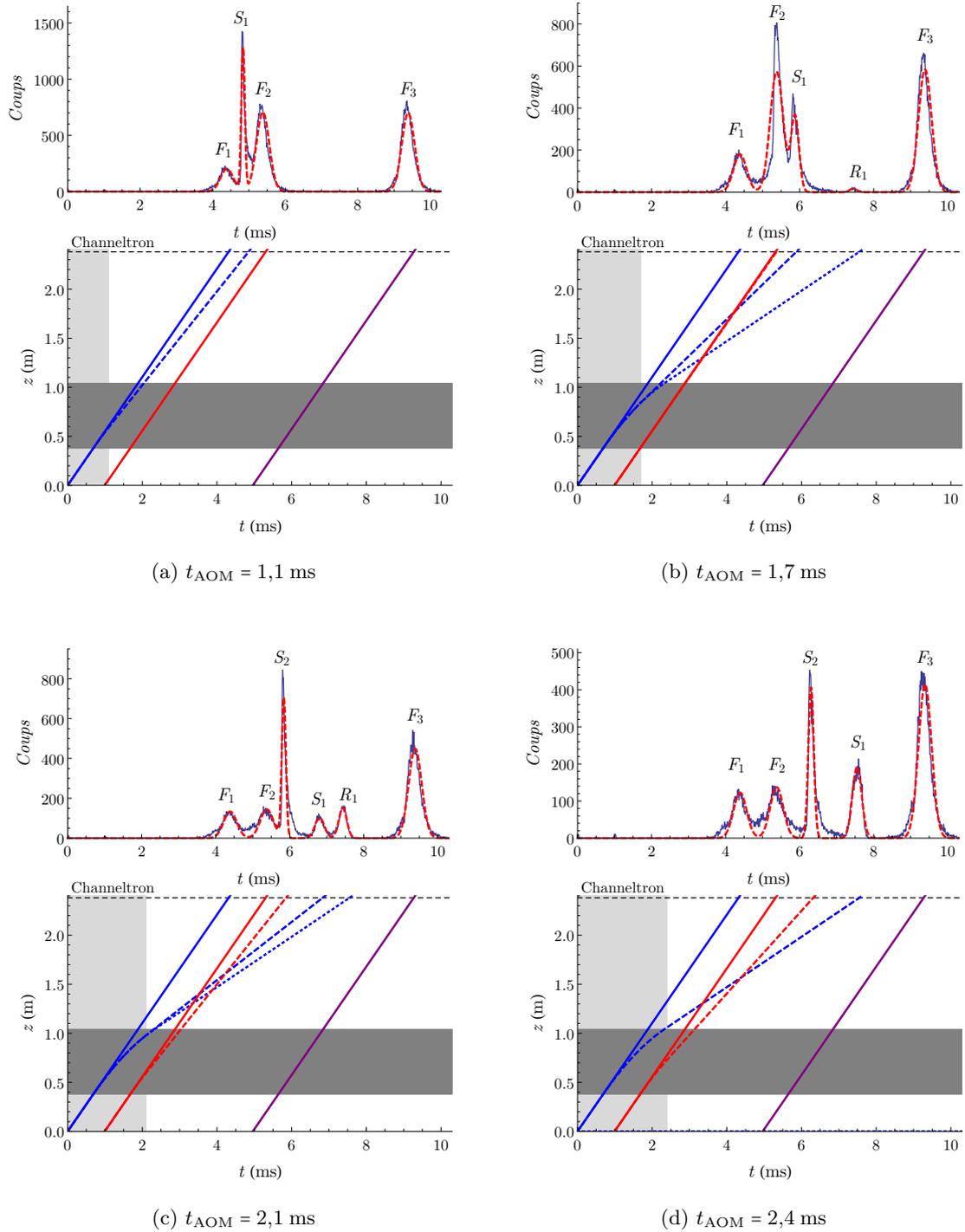


FIGURE 2.9 — Repérage des pics dans les spectres de temps de vol pour différents temps de ralentissement — en haut : spectre de temps de vol au niveau du channeltron (*fit* en tirets); en bas : trajectoire des atomes (simulation, cf. section 2.2.5) avec la zone du ralentisseur Zeeman (gris foncé) et la zone d’allumage du faisceau laser (gris clair)

ralenti (S_1), l'énergie centre de masse de ce système vaut alors :

$$E_{\text{cm}} = \frac{1}{2} \mu (v_{\text{therm}} - v_{S_1})^2 \quad (2.51)$$

où $\mu = \frac{m_{\text{Ar}}}{2}$ est la masse réduite. Cependant, pour qu'il y ait échange, il faut que les atomes concernés se croisent avant le détecteur, ce qui n'a lieu que pour une valeur minimale de ralentissement (la figure 2.9a montre un cas où le croisement n'a pas lieu). Mais, au delà de cette limitation, il est nécessaire de pouvoir distinguer les pics S_1 et F_2 , ce qui se produit dans notre expérience à partir d'un temps t_{AOM} de 1,8 ms (un cas limite est donné en figure 2.9b). Comme le montre la figure 2.9d, un ralentissement maximum est atteint lorsque les pics S_1 et R_1 coïncident, ce qui se produit à partir d'un temps t_{AOM} de 2,2 ms⁷. Les valeurs utiles sont données en tableau 2.2, les écarts-types ont été calculés en prenant en compte la distribution de vitesse (1σ des *fits*). La différenciation des temps pour le calcul de la vitesse ralentie explique les fortes disparités obtenues.

t_{AOM} (ms)	1,8	1,9	2,0	2,1	2,2	2,3	2,4
E_{cm} (meV)	4,51 (2,39)	4,92 (2,39)	6,26 (2,37)	6,55 (2,36)	8,89 (2,22)	8,83 (2,23)	8,66 (2,24)

TABLEAU 2.2 – Énergies centre de masse en fonction du temps de ralentissement (les écarts-types sont entre parenthèses)

2.2.4 Nombre d'atomes métastables et flux d'atomes échangés

Les calculs du nombre d'atomes d'Ar* et du flux d'atomes échangés reposent sur l'analyse des spectres de temps de vol. Malheureusement, les spectres du DLD n'ont pu être exploités car les atomes R_1 et F_3 sont indiscernables, comme le montre la figure 2.10. Initialement, nous avons pensé nous servir des *fits* pour le calcul du nombre d'atomes de chaque pic (leur aire). Or, la probabilité d'échange très faible nécessite une bonne précision dans le comptage des atomes, ce que ne garantit pas notre approximation comme nous pouvons le voir sur les quelques exemples donnés en figures 2.9 et 2.10. Il a donc fallu prendre chaque spectre fourni par le channeltron et définir le début et la fin de chaque pic pour ensuite définir leur aire.

Le nombre total d'atomes par fente est alors :

- $T_1 = F_1 + S_1 + R_1$, pour la première fente ;
- $T_2 = F_2 + S_2$, pour la deuxième ;
- $T_3 = F_3$, pour la dernière ;

où $F_{1,2,3}$, $S_{1,2}$ et R_1 représentent le nombre d'atomes contenus dans les pics éponymes.

7. Seule la première partie du ralentisseur Zeeman était alimentée afin de ne pas trop ralentir les atomes R_1 et ainsi les discerner des atomes F_3

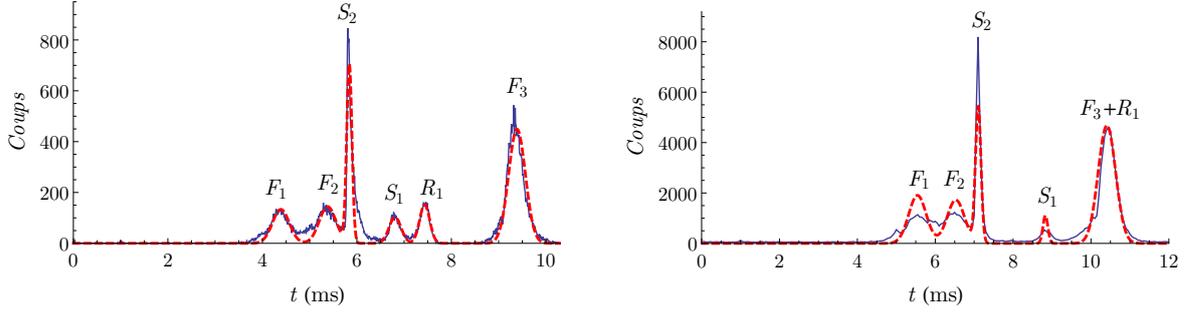


FIGURE 2.10 – Spectres de temps de vol (channeltron à gauche et DLD à droite) pour $t_{\text{AOM}} = 2,1$ ms

Pour calculer le nombre d'Ar* (par tour et par fente) et le flux d'atomes échangés, en plus de ces totaux, il faut prendre en compte :

- la vitesse de rotation du disque de temps de vol ou sa fréquence, $\nu_{\text{disque}} = 50$ Hz ;
- le temps d'acquisition t_{acq} ;
- l'efficacité quantique de détection $\tau_{\text{dét}}$;
- le fait que les atomes à l'état $^3\text{P}_0$ sont aussi détectés. La proportion de chaque état est déterminée par leur poids statistique ($1/6$ et $5/6$ pour les états respectifs $^3\text{P}_0$ et $^3\text{P}_2$). Cela a été confirmé par une mesure effectuée par l'équipe en 2007 [42, p.28] : $R_0 = 14,7\%$.

Le nombre d'Ar* est alors déterminé par :

$$N^* = \frac{N_{\text{cible}}}{t_{\text{acq}} \cdot \tau_{\text{dét}}} \quad \text{avec} \quad N_{\text{cible}} = \frac{1 - R_0}{\nu_{\text{disque}}} \cdot \frac{T_1 + T_2 + T_3}{3} \quad (2.52)$$

et le flux d'atomes échangés par :

$$\Phi_{\text{éch}} = \frac{N_{\text{éch}}}{t_{\text{acq}} \cdot \tau_{\text{dét}}} \quad \text{avec} \quad N_{\text{éch}} = \frac{T_2 - T_1}{2} \quad (2.53)$$

En regardant les équations (2.52) et (2.53), il reste deux paramètres à déterminer : t_{acq} et $\tau_{\text{dét}}$. Le premier peut être relevé grâce aux données fournies par les fichiers issus du DLD, en revanche le deuxième est beaucoup plus complexe à quantifier. Or, l'équation (2.49), fait intervenir le rapport $\Phi_{\text{éch}}/N^*$, nos deux paramètres manquants disparaissent alors naturellement de notre formule de section efficace d'échange qui devient :

$$\sigma_{\text{éch}} = \frac{N_{\text{éch}} S^*}{\Phi_0 N_{\text{cible}}} \quad (2.54)$$

Cette dernière représente une forme particulièrement originale qui est directement liée à notre configuration expérimentale (détection des atomes cibles et diffusés).

Les temps d'acquisition sont d'environ treize minutes, soit, pour une fréquence de rotation du disque de 50 Hz, quelques 40 000 paquets d'atomes qui se croisent. Afin d'avoir une idée

des grandeurs mis en jeu, le tableau 2.3 présente le nombre d'atomes des fentes 1 et 2 ainsi que le nombre d'atomes échangés. Avec une efficacité de détection de 10 %, il y a environ 4 atomes par paquet.

t_{AOM} (ms)	1,8	1,9	2,0	2,1	2,3	2,4
T_1	18 505	16 585	16 579	15 853	14 469	13 796
T_2	24 182	21 516	19 307	18 761	16 943	16 228
$N_{\text{éch}}$	2838,5	2465,5	1364	1454	1237	1216

TABLEAU 2.3 – Nombre d'atomes des fentes 1 et 2 (T_1 et T_2) et nombre d'atomes échangés ($N_{\text{éch}}$)

2.2.5 Surface des atomes d'argon métastables

Dans la formule (2.54), le terme S^* représente la surface (section transverse) du paquet d'Ar* **au niveau de** l'échange. Ce processus ayant lieu dans le ralentisseur Zeeman, toute mesure directe est impossible. J'ai donc décomposé ce problème en deux parties : détermination de la divergence du faisceau atomique et du lieu de l'échange.

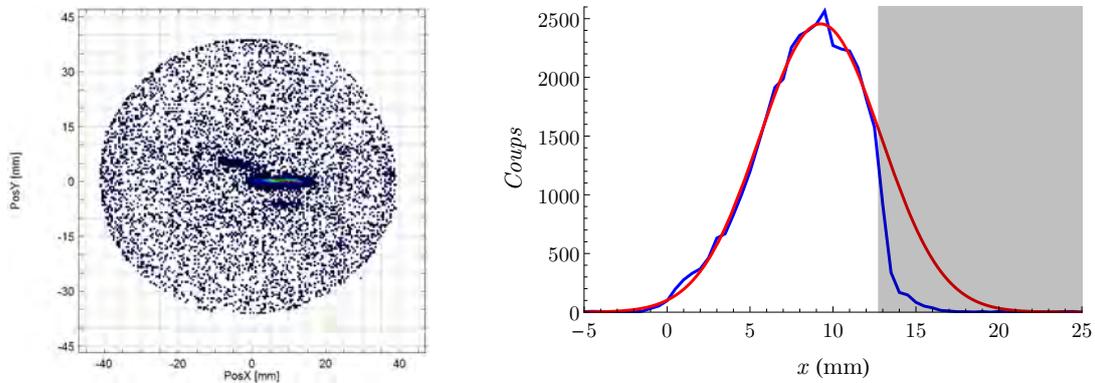


FIGURE 2.11 – (gauche) image 2D et (droite) profil (*fit* en rouge et zone extérieure à la fente en grisé) du faisceau atomique au niveau de DLD pour $t_{\text{AOM}} = 2,1$ ms

En ce qui concerne la divergence du jet, nous avons réalisé une première série de mesures avec les détecteurs plus proches du disque de temps de vol. Une analyse des spectres de temps de vol avait mis en avant la nécessité d'éloigner au maximum les détecteurs afin de pouvoir discriminer les pics F_2 et S_1 pour des temps t_{AOM} minimum et ainsi accéder à des énergies centre de masse les plus faibles possibles. Pour la mesure qui nous intéresse, nous devons disposer d'une imagerie en deux dimensions (2D) que le DLD peut fournir. Or, en regardant la figure 2.7, il est légitime de se demander comment le faisceau atomique peut atteindre ce détecteur malgré la présence du miroir de renvoi du faisceau laser. La réponse est simple : le miroir utilisé dans le cadre de cette expérience est pourvu d'une fente de $15 \text{ mm} \times 200 \text{ }\mu\text{m}$

qui est placée au centre du faisceau atomique. Les spectres de temps de vol des atomes à vitesse thermique ont permis de définir la distance du DLD, par rapport au disque de temps de vol, pour chaque configuration. La largeur du faisceau atomique est mesurée à l'aide du *fit* gaussien du profil de l'imagerie 2D (cf. figure 2.11) et ce pour chaque cas. À l'aide de toutes ces données, il est aisé de déterminer la position de la source effective (85 cm du disque de temps de vol) et la divergence du faisceau atomique ralenti (demi-angle d'ouverture de 2,4 mrad). Ces valeurs ont été calculées en prenant les images 2D correspondant à un temps $t_{\text{AOM}} = 2,1$ ms. En effet, il fallait un temps commun aux deux séries de mesure, de plus cette valeur correspond au temps de ralentissement maximum de la première série (qui n'était que préliminaire) et est donc la plus représentative de la divergence du faisceau ralenti.

La détermination de la zone d'échange ne peut reposer que sur une simulation des trajectoires. Ce travail est simplifié par le fait que seule la première partie du ralentisseur est utilisée (cf. section 1.3). En effet, elle correspond à la partie positive du champ magnétique (voir figure 1.5) et l'espacement entre la fin de la première et le début de la deuxième partie entraîne un comportement difficile à prévoir. J'ai donc adapté la formule développée par J. Grucker — équation (1.4) — afin qu'elle soit plus conforme aux mesures relevées. La vitesse des atomes v_z en fonction de la distance z parcourue depuis le disque de temps de vol (origine des temps des spectres de temps de vol) vaut :

$$v_z(z) = v_{\text{therm}} \sqrt{1 - \frac{z - d_z}{z_R} \left(1 - \frac{v_f^2}{v_{\text{therm}}^2}\right)} \quad (2.55)$$

où $v_{\text{therm}} = 552 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ est la vitesse thermique de l'argon et $v_f = 252 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ la vitesse de ralentissement minimum, obtenue par l'exploitation du spectre de temps de vol lorsque le faisceau laser n'est jamais coupé.

Il reste alors deux paramètres ajustables, à savoir la distance entre le disque et le début du ralentissement d_z et la longueur du ralentisseur z_R . Ces deux valeurs ne sont pas simplement géométriques mais dépendent du champ magnétique réel et principalement de ses effets de bord. À partir de l'équation (2.55), il est facile de remonter à la trajectoire au niveau du ralentisseur $z(t)$. La trajectoire des atomes est quant à elle composée de trois étapes : vol libre entre le disque (origine des z et du temps) et le début du ralentisseur d_z , ralentissement selon la loi $z(t)$ pendant un temps t_{AOM} (sans pouvoir être ralenti plus que v_f) puis vol libre jusqu'au détecteur. En utilisant l'ensemble des spectres de temps de vol du channeltron et du DLD, ces paramètres ont été ajustés afin de minimiser l'erreur entre valeurs calculées et mesurées. Avec $d_z = 38$ cm et $z_R = 66$ cm, j'ai obtenu des erreurs relatives inférieures à 1 % sauf pour $t_{\text{AOM}} = 2,2$ ms où l'erreur monte à 5 %. Même si cette dernière valeur est acceptable, il était important de comprendre d'où venait cette disparité. Une analyse plus fine du spectre de temps de vol donne la réponse : ce temps correspond à un recouvrement imparfait des pics S_1 et R_1 , la détermination de la mesure de la position du pic S_1 est alors imprécise. La valeur

d'énergie centre de masse correspondante (se reporter au tableau 2.2) est donc surévaluée et je pense qu'il est alors plus sage d'écartier ce point de mesure pour le calcul de la section efficace d'échange.

Les distances de croisement d_c (par rapport au disque de temps de vol) entre les Ar* ralentis, issus de la première fente, et les atomes d'Ar issus de la deuxième fente sont données en tableau 2.4. On y retrouve également les valeurs de S^* pour les différentes valeurs de t_{AOM} .

t_{AOM} (ms)	1,8	1,9	2,0	2,1	2,3	2,4
d_c (cm)	164	154	147	140	131	131
S^* (mm ²)	12	9	7	6	4	4

TABLEAU 2.4 – Distances de croisement d_c (par rapport au disque de temps de vol) entre les Ar* ralentis, issus de la première fente, et les atomes d'Ar issus de la deuxième fente et surface S^* en fonction du temps de ralentissement

2.2.6 Flux d'atomes à l'état fondamental

La mesure du flux d'atomes incidents a été présentée en section 1.6.1 et, pour mémoire, vaut — cf. équation (1.9) :

$$\Phi_i = 1,5 (3) \times 10^{16} \text{ s}^{-1} \quad (2.56)$$

Le flux Φ_0 est relié à ce flux incident par le passage au travers des fentes du disque de temps de vol :

$$\Phi_0 = \frac{l_f}{\pi (d_d - h_f)} \Phi_i \quad (2.57)$$

$$\Phi_0 = 3,7 (7) \times 10^{13} \text{ s}^{-1} \quad (2.58)$$

2.2.7 Résultats expérimentaux

Expérimentalement, l'équation (2.49) est à justifier sur trois points : la cible est mince, $S^* > S_0$ et la densité surfacique de la cible est suffisamment homogène.

Tout d'abord, les mesures montrent que le nombre d'atomes échangés est au maximum égal à $N_{\text{éch}} \approx 3000$ pour un temps d'acquisition $t_{\text{acq}} = 800$ s. En supposant une efficacité quantique de détection $\tau = 10 \%$, le flux d'atomes échangés est de l'ordre de $\Phi_{\text{éch}} \approx 40 \text{ s}^{-1}$. Cette dernière valeur est à mettre en parallèle avec le flux d'atomes d'Ar $\Phi_0 \approx 10^{15} \text{ s}^{-1}$. On peut alors énoncer que le nombre de particules incidentes reste alors quasiment identique quelle que soit la profondeur de pénétration de la cible (c'est-à-dire que les particules peuvent traverser la cible sans être absorbées). De plus, l'énergie des particules incidentes n'est pas modifiée par la traversée de la cible. La probabilité d'interaction est alors identique quelque soit la profondeur de la cible. Nous sommes donc bien dans le cas d'une cible mince.

Pour les deux dernières assertions, il faut comprendre les origines de la divergence des paquets atomiques. La divergence du jet d'Ar est celle du jet supersonique dégradé par le bombardement électronique. En effet, lors de ce bombardement, un grand nombre d'états excités sont radiatifs et retombent donc à l'état fondamental. Pour l'état métastable 3P_2 , en plus du bombardement électronique, notre expérience détériore le jet par l'émission spontanée liée au ralentisseur Zeeman. La surface d'Ar* est donc supérieure à celle d'Ar : $S^* > S_0$. Un raisonnement simpliste permet de montrer que le ralentissement ne détériore pas énormément le faisceau atomique à la vue du temps de ralentissement. Dans notre expérience, la vitesse minimale atteinte est de $v_l = 260 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ qui, avec une vitesse de recul $v_r = 1,2 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$, nécessite l'absorption de $N \approx 24\,000$ photons. Statistiquement, il y aura $\sqrt{N/3} \approx 90$ photons qui causeront un élargissement spatial du faisceau atomique, soit une vitesse transverse de $v_t \approx 1,1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. La divergence causée par le ralentissement (v_t/v_l) est donc inférieure au pourcent. Les largeurs des profils transverses gaussiens des faisceaux Ar et Ar* sont donc suffisamment comparables pour supposer que les rapports N_0^*/S_0 et N^*/S^* sont égaux. Une simulation de Monte-Carlo réalisée par M. Hamamda [7, p. 53] permet d'arriver à la même conclusion ($d_z + z_R \approx 1 \text{ m}$).

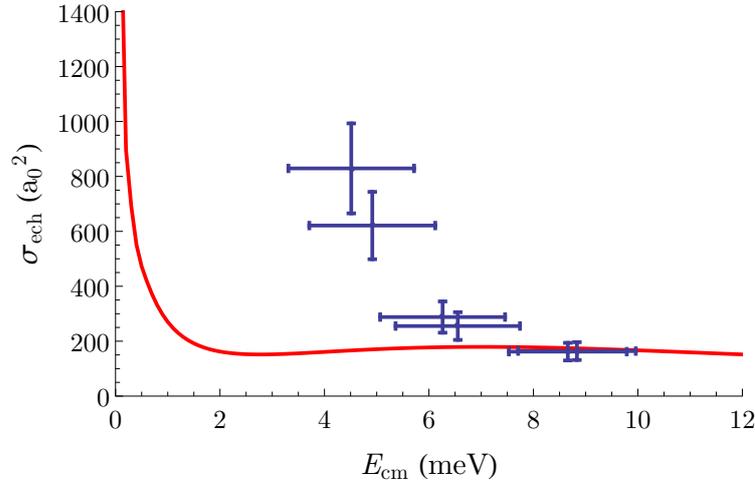


FIGURE 2.12 – Sections efficaces d'échange expérimentales (points bleus avec barres d'erreurs) et prédiction théorique (trait rouge)

Les données ainsi calculées sont reportées sur la figure 2.12. J'ai également reproduit la courbe théorique où l'on peut voir que la concordance est plus que satisfaisante aux énergies les plus élevées. Les écarts aux plus faibles énergies méritent un commentaire. Une des pistes à explorer, et qui est en cours d'investigation au sein du groupe, concerne l'indiscernabilité des atomes. En effet, notre processus d'échange ne fait intervenir que des atomes de même isotope (^{40}Ar), puisque les autres isotopes ne peuvent être ralentis par la longueur d'onde utilisée. Or, dans ce cas, la fonction d'onde complète de la pseudo-molécule doit être symétrique. Cela induit que le traitement d'une fonction d'onde interagissant avec une cible n'est pas entièrement correcte et qu'il faudrait traiter un ensemble de deux fonctions d'onde.

L'augmentation de la section d'échange dans le cas de noyaux indiscernables a été théoriquement prédite [74, 75]. Certes, ces publications traitent le cas de l'échange de charge, mais le processus est identique dans le cas de l'échange de métastabilité, seuls les potentiels changent.

L'originalité du traitement des mesures en temps de vol ont permis la mesure de sections efficaces absolues et ainsi permettre une comparaison sans biais avec les prédictions théoriques. L'étude à des énergies centre de masse très faibles ont permis de mettre en évidence de façon expérimentale l'augmentation de la probabilité d'échange due à l'indiscernabilité des atomes employés. Ce phénomène est d'autant plus significatif que deux jets atomiques colinéaires sont utilisés, configuration beaucoup plus favorable que dans le cas de jets croisés. Il est cependant possible d'améliorer les résultats obtenus et ce sur différents points. Il serait possible d'affiner la mesure du flux d'Ar à l'état fondamental par l'emploi d'une cavité résonnante dont un des miroirs serait déplacé par le jet atomique. Ainsi, la sensibilité de la mesure du déplacement gagnerait plusieurs ordre de grandeur et serait largement inférieure au millimètre dans le cas présenté. Ensuite, la configuration optique du ralentisseur a induit la présence d'atomes « résiduels » due à une faible puissance laser subsistant dans l'ordre 0 de l'AOM lors de son activation. Il serait aisé de les supprimer dans une nouvelle configuration où le laser serait verrouillé sur la transition atomique, comme dans la nouvelle configuration pour le MOT. Alors, le *detuning* Zeeman serait obtenu par l'ordre 1 de l'AOM idoine et l'arrêt de son alimentation couperait totalement le faisceau laser. De plus, la gamme d'énergie centre de masse étudiée est limitée par le recouvrement des spectres de temps vol produits par les fentes. Cette limite pourrait être abaissée en supprimant la troisième fente et surtout en allongeant la distance entre la source et le détecteur. Enfin, il serait intéressant de réaliser cette étude avec d'autres atomes tels le krypton qui présente un grand nombre d'isotopes afin de pousser plus en avant les questions sur l'indiscernabilité.

Jet brillant d'atomes d'argon métastables lents

Ce chapitre est consacré au nouveau dispositif expérimental qui permet d'obtenir un jet brillant d'atomes d'argon métastables lents à partir d'un piège magnéto-optique (MOT). Après la description détaillée des différentes parties de ce dispositif, je présente les résultats de la caractérisation du MOT et du jet poussé.

3.1 Principes généraux

3.1.1 Piège magnéto-optique

Le fonctionnement d'un piège magnéto-optique est largement décrit dans la littérature (voir [44] par exemple), je ne rappellerai donc ici que les principes généraux. La partie optique d'un MOT est constituée de trois paires de faisceaux optiques contra-propageants selon les trois axes cartésiens, dont la longueur d'onde est décalée vers le rouge par rapport à la transition atomique (*detuning* δ_{MOT}). Selon un axe, de par l'effet Doppler, la force radiative résultante n'est pas nulle et vaut :

$$F_{\text{melasse}} = F_{\text{rad}}(\delta_{\text{MOT}} - kv) - F_{\text{rad}}(\delta_{\text{MOT}} + kv) \quad (3.1)$$

où k est le nombre d'onde du laser et v la vitesse de l'atome. Si on considère $kv \ll \Gamma$, cf. équation (1.1), cette force devient :

$$F_{\text{melasse}} \approx -2 \frac{\partial F}{\partial \omega} kv \quad (3.2)$$

On obtient alors une force de friction $F_{\text{melasse}} = -\alpha v$ d'où l'appellation de mélasse optique [76]. L'apport d'un gradient magnétique permet de lever la dégénérescence des sous-niveaux Zee-

man. Si les faisceaux optiques ont une polarisation circulaire, les règles de sélection pour les transitions entre ces niveaux Zeeman induisent une force supplémentaire, qui, pour un déplacement selon l'axe x , vaut :

$$F_{MOT} = F_{rad}^{\sigma^+}(\delta_{MOT} - kv - \beta x) - F_{rad}^{\sigma^-}(\delta_{MOT} - kv + \beta x) \quad (3.3)$$

où $\pm\beta x$ correspond au décalage en fréquence pour les transitions $\Delta M_J = \pm 1$, β ayant pour expression :

$$\beta = \frac{g\mu_B}{\hbar} \frac{\partial B}{\partial x} \quad (3.4)$$

En considérant, $\beta z \ll \Gamma$, alors cette force devient :

$$F_{MOT} \approx -\alpha v - \frac{\alpha\beta}{k} x \quad (3.5)$$

On s'aperçoit alors que le quadripôle magnétique agit comme un ressort de rappel. Les atomes sont alors concentrés au centre du piège (là où le champ est nul).

3.1.2 Jet atomique

Un jet atomique peut être obtenu à partir d'un MOT de plusieurs façons. On peut : créer une zone noire (sans laser piégeant) au niveau d'un axe du piège [77]; profiter de la gravité en changeant le niveau des atomes [78] ou en coupant le piège [79]; utiliser un faisceau pousseur [80–82]. Nous avons décidé d'utiliser cette dernière technique selon un axe horizontal et cela pour deux raisons. Premièrement, la méthode sans faisceau pousseur obligerait à effectuer une collimation du jet atomique du fait de la dispersion des atomes à la sortie du piège (avec un MOT 2D par exemple) ensuite, travailler à l'horizontale apporte un confort dans la construction de l'ensemble. Comme nous ne voulions pas nous fermer aux autres options, j'ai conçu un nouveau châssis en profilé aluminium Elcom [83] pour remplacer l'ancien qui n'était pas très stable. J'ai pu profiter de la hauteur du jet supersonique (à environ 1,60 m du sol, due à l'utilisation originelle de pompes à diffusion) pour que le châssis puisse supporter les enceintes à vide du piège (enceinte octogonale) et d'expériences, aussi bien pour une configuration horizontale que verticale (voir la figure 3.1).

Comme je l'ai mentionné en introduction, le jet atomique issu du MOT doit interagir avec différents objets de phase. Afin de ne pas perturber l'interaction recherchée, il est nécessaire de couper le faisceau optique pousseur avant que les atomes atteignent l'objet de phase. Nous avons donc opté pour une production pulsée du jet atomique poussé. Pour obtenir un flux assez conséquent, il est nécessaire d'avoir un taux de répétition le plus élevé possible. Cette contrainte implique une efficacité du faisceau pousseur sur un temps de poussée le plus court possible. Nous ne pouvons donc pas utiliser la force dipolaire [82] qui emploie un faisceau largement décalé dans le rouge ($\delta_p \sim -180\Gamma$) et de forte intensité ($\sim 10^4 I_{sat}$). Pour extraire des atomes du piège magnéto-optique, nous utilisons la force radiative d'un faisceau optique avec

un faible *detuning* bleu ($\delta_{\text{MOT}} \sim 3\Gamma$) et une intensité modérée ($\sim 18I_{\text{sat}}$). Enfin, la production pulsée présente un avantage non négligeable : la possibilité de remonter à la vitesse atomique par l'intermédiaire d'un temps de vol.



FIGURE 3.1 – Configurations pour un jet atomique horizontal (à gauche) ou vertical (à droite) — En plus du châssis, sont illustrées la deuxième partie du ralentisseur Zeeman ainsi que les enceintes à vide du MOT et d'expériences

3.2 Dispositif Optique

Le montage optique a été totalement revu par rapport à ce qui a été présenté au chapitre 1. Je le décomposerai en quatre parties :

- la production de la source laser ;
- l'asservissement en longueur d'onde de cette source ;
- les décalages en fréquences nécessaires tant pour le ralentissement que pour le piège et l'expulsion des atomes de ce piège ;
- la distribution de ces longueurs d'onde au niveau de la salle de manipulation (les trois premières parties étant situées dans la salle « laser »).

3.2.1 Source laser

Cette partie a été à l'origine de bien des ennuis durant mon séjour au sein du groupe. En effet, deux problèmes majeurs sont intervenus : la diode maître (qui présentait un comportement erratique) puis l'amplificateur ont rendu l'âme. Cela a entraîné une perte de temps considérable (par faute de moyens et par l'étude de dispositifs alternatifs), au point que l'équipe a entamé un projet de construction d'amplificateur à entrée et sortie fibrées. Mais comme souvent, ce fut un mal pour un bien...

En effet, concernant la diode maître, nous avons choisi un dispositif de Radiant Dyes Laser qui commercialise un laser à diode développé par l'Observatoire de Paris (SYRTE) : le NarrowDiode [84]. La particularité de ce laser à cavité étendue est de sélectionner la longueur d'onde désirée à l'aide d'un filtre interférentiel de faibles pertes. À l'inverse des systèmes utilisant un réseau en réflexion, la direction du faisceau est alors quasiment indépendante de la longueur d'onde. De plus, il présente un fonctionnement nettement plus stable que l'ancienne diode : par exemple, plus grande plage de réglage en longueur d'onde sans saut de mode (conservation d'un caractère monomode). Ce laser peut délivrer une puissance de 80 mW à 811,5 nm, nous l'utilisons avec un courant de 115 mA qui correspond à une puissance de sortie d'environ 50 mW.

Afin d'éviter tout retour optique par réflexion au niveau du laser maître, il est impératif de le faire suivre par un isolateur (60 dB dans notre cas). Comme le montre la figure 3.2, nous avons choisi d'utiliser une fibre pour relier la sortie de la diode maître et l'entrée de l'amplificateur afin de rendre indépendant les réglages de ces deux composants. En sortie de fibre, nous disposons d'une puissance de 28 mW. De plus, une lentille convergente et une lame demi-onde (la polarisation de l'onde lumineuse est primordiale) ont été utilisées afin d'optimiser l'injection dans l'amplificateur.

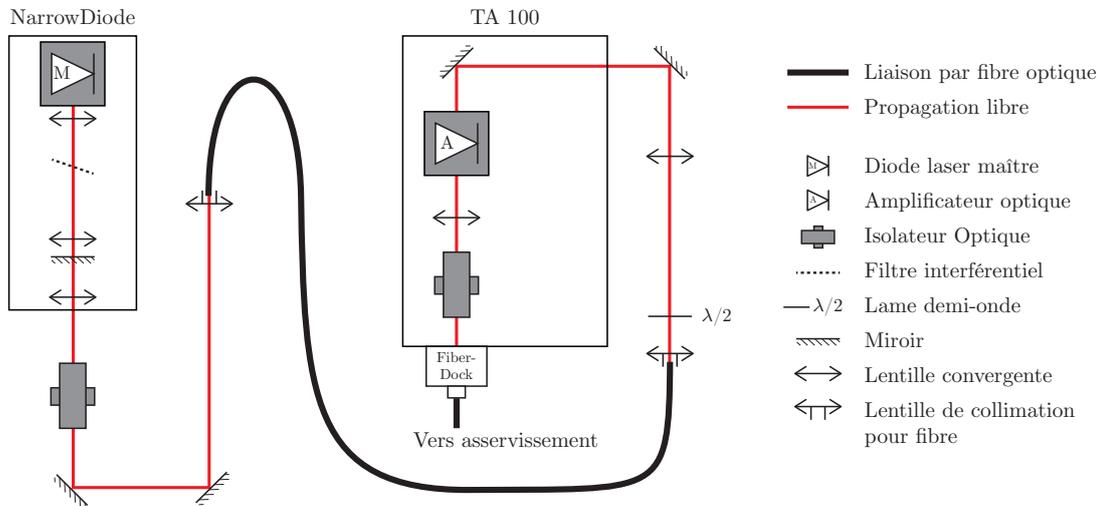


FIGURE 3.2 – Schéma de principe de la source laser

Du côté de l'amplificateur, nous avons décidé de faire procéder à l'échange de la diode du TA 100 car cela nous permettait de conserver tout son environnement : l'isolateur, le FiberDock™ et l'électronique associée (cf. section 1.3). En plus de l'économie que cela a permis, nous avons pu bénéficier des avancées technologiques de Toptica puisque nous disposons dorénavant d'un amplificateur pouvant délivrer 1 W avant isolateur (au lieu de 750 mW précédemment). Après la fibre en sortie du FiberDock™, nous avons une puissance de 370 mW avec un courant de la diode amplificatrice de 1,7 A. Ce faisceau laser dessert les deux parties qui suivent : l'asservissement (67 mW) et les changements de fréquence (303 mW).

3.2.2 L'asservissement

Pour asservir la fréquence de notre source, nous utilisons un étalon en l'espèce d'une cellule d'argon. Les atomes contenus dans celle-ci sont excités à l'aide d'une onde électromagnétique haute fréquence. Parmi les espèces ainsi créées, nous aurons des atomes dans l'état 3P_2 qui est le seul état résonnant avec notre laser ; les autres espèces sont alors « transparentes » pour la longueur d'onde utilisée. Si un seul faisceau traversait la cellule, nous obtiendrions, au niveau de la photodiode, une figure d'absorption dont la largeur est liée à l'effet Doppler. En effet, au sein de la cellule, les atomes ont un mouvement lié à leur agitation thermique, l'élargissement Doppler en fréquence est alors [85, p.107] :

$$\Delta\nu_D = \frac{2}{\lambda_{Ar}} \sqrt{\frac{2 \ln(2) k_B T}{m_{Ar}}} \quad (3.6)$$

où k_B est la constante de Boltzmann, m_{Ar} la masse des atomes d'argon, T leur température et λ_{Ar} la longueur d'onde de la transition (en toute rigueur, il faut considérer la longueur d'onde dans le vide, mais l'écart à celle dans l'air est inférieur au pour mille). Il est difficile de connaître la température thermodynamique des atomes dans une cellule sous une pression de 0,5 Torr, mais avec une valeur de 300 K, l'élargissement Doppler est alors de 725 MHz. Cette valeur est beaucoup trop grande par rapport à nos besoins, on utilise alors un montage à absorption saturée, comme le montre la figure 3.3. Son principe, largement décrit dans [44, chap. 8.3], consiste en l'utilisation de deux faisceaux contra-propageants issus d'une même source (donc de même fréquence) appelés faisceau pompe et faisceau sonde. Alors, seuls les atomes ayant une vitesse nulle sont résonnants simultanément avec les faisceaux pompe et sonde lorsque leur longueur d'onde coïncide avec celle de la transition atomique. Le faisceau pompe a une puissance optique supérieure à celle de faisceau sonde (respectivement 11,5 mW et 2 mW), les atomes excités par le premier ne peuvent l'être par le second. Il en vient alors une remontée du signal de détection du faisceau sonde (voir la courbe rouge en figure 3.4). La largeur de ce pic autour de la fréquence de résonance est égale à la largeur naturelle de la transition, qui, en fréquence, vaut :

$$\Delta\nu_{AS} = \frac{1}{2\pi\tau} \quad (3.7)$$

où $\tau = 29$ ns est la durée de vie de la transition $^3P_2 \leftrightarrow ^3D_3$, soit $\Delta\nu_{AS} = 5,5$ MHz. Ce montage permet donc de gagner au moins deux ordres de grandeur sur la précision de l'asservissement. C'est autour de ce pic que nous modulons le courant de la diode maître avec une excursion entre 200 kHz et 300 kHz. Ensuite, nous effectuons une détection synchrone entre cette modulation et le signal détecté (intensité du faisceau sonde) pour fournir la dérivée du signal d'entrée comme le montre la courbe bleue en figure 3.4. Ce signal d'erreur est envoyé à un montage proportionnel-intégrateur dont la tension de sortie (signal de correction) commande la céramique piézoélectrique du miroir de la cavité. Ainsi l'asservissement en fréquence du

laser est assuré par la modification de sa cavité. Afin d'obtenir une plage de réglage la plus large possible, la variation de la cavité est couplée au courant de la diode par un facteur adéquat en amplitude et en signe (*feed forward*). Avant de verrouiller cette fréquence laser, il est nécessaire d'effectuer un réglage grossier. Pour cela, on dispose de réglages manuels tant du courant de diode que de la tension du cristal. Il est alors aisé de trouver le bon point de fonctionnement en effectuant un balayage en fréquence par l'envoi d'un signal triangulaire sur le cristal avec une excursion pouvant aller jusqu'à environ 220 MHz. Là aussi, le courant de la diode est couplé à ce balayage de la cavité.

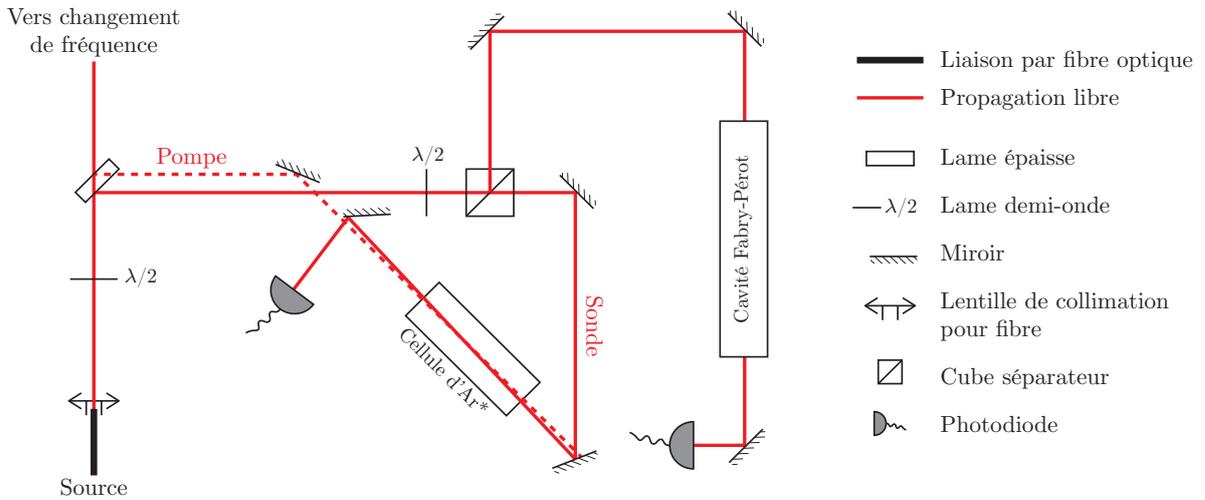


FIGURE 3.3 – Schéma de principe du système optique d'asservissement

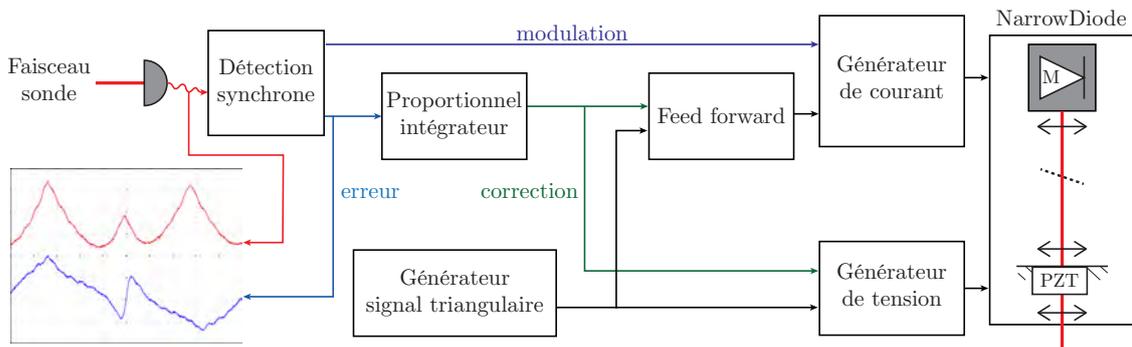


FIGURE 3.4 – Synoptique du système électronique d'asservissement — la courbe de détection du faisceau sonde (en rouge, le pic central correspond à la largeur naturelle de la transition ${}^3P_2 \leftrightarrow {}^3D_3$ de l'Ar) et celle en sortie de détection synchrone (en bleu) ont été reportées

De plus, le mode longitudinal de notre source optique (son caractère monochromatique) est visualisé grâce à une cavité Fabry-Pérot qui agit comme un filtre passe-bande très sélectif (un des miroirs est commandé à l'aide d'un cristal piézoélectrique soumis à une tension triangulaire).

3.2.3 Changements de fréquence

Nous avons besoin de décaler la longueur d'onde pour trois utilisations : le ralentisseur Zeeman, le MOT et le faisceau pousseur. Pour ce faire, nous allons utiliser des modulateurs acousto-optique (AOM) et la répartition des puissances se fait à l'aide de plusieurs couples lames demi-onde et cubes séparateurs (cf. figure 3.5).

Pour le faisceau Zeeman, j'ai repris l'AOM précédemment utilisé pour décaler la longueur d'onde de -340 MHz afin d'être en adéquation avec le champ magnétique (voir section 1.3). Avec une puissance d'entrée de 108 mW, un taux de transfert dans l'ordre $+1$ de l'AOM de 56% et un taux de couplage dans la fibre de 80% , nous disposons de 48 mW en sortie de cette dernière. Par ailleurs, cette fréquence est transportée dans la salle d'expériences par une fibre qui n'est pas à maintien de polarisation (celle déjà en place). Cela n'est pas gênant puisqu'une variation de la puissance en sortie de fibre n'est pas critique du fait que nous ralentissons avec une intensité largement supérieure à l'intensité de saturation ($I_{\text{sat}} = 1,34 \text{ mW} \cdot \text{cm}^{-2}$ et un faisceau de 1 cm de diamètre).

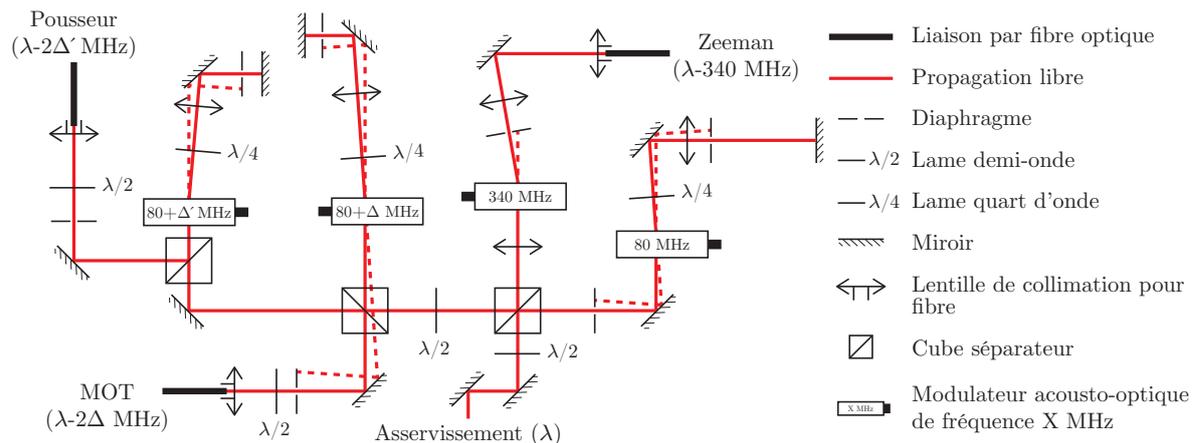


FIGURE 3.5 – Schéma de principe des changements de fréquence optique

Pour les faisceaux MOT et pousseur, nous avons besoin de petits décalages : quelques largeurs naturelles de la transition ($\Gamma = 2\pi \times 5,5$ MHz). Or, il n'existe pas de modulateur pour de si faibles valeurs, nous utilisons donc un double décalage. Un premier modulateur est commun aux deux faisceaux et décale la longueur d'onde d'une valeur fixe de 80 MHz (fréquence des AOMs utilisés : MT80-A1.5-IR de chez AA Opto-Electronic [52]). Ce faisceau est réparti en deux montages identiques, où la fréquence est décalée de $(-80 - \Delta)$ MHz pour le MOT et de $(-80 - \Delta')$ MHz pour le faisceau pousseur. Or, toute modification de la fréquence de modulation induit une variation de l'angle de déviation ($2 \sin \theta = m\lambda/\Lambda$, où m est l'ordre de diffraction, λ et Λ sont les longueurs d'onde respectivement du laser et de modulation), ce qui entraîne un désalignement en entrée des fibres pour les faisceaux MOT et pousseur. Pour palier à cela, nous utilisons dans les trois cas un montage en « double-passage », ainsi le faisceau commun est décalé de 160 MHz, les faisceaux MOT et pousseur le sont respectivement de

-2Δ et $-2\Delta'$. Afin d'assurer un retour optique correct malgré une modification de l'angle de déviation, une lentille convergente est placée de telle sorte que l'AOM et le miroir se trouvent à sa distance focale [86]. Le taux de couplage à l'ordre ± 1 est de l'ordre de 82 % en simple passage soit 67 % en double passage. Enfin, il est nécessaire de différencier les trajectoires des faisceaux incidents et décalés. Pour cela, on utilise un cube séparateur et la polarisation du faisceau décalé est tournée de 90° par rapport au faisceau incident à l'aide d'une lame quart d'onde, qui de par le trajet aller-retour agit comme une lame demi-onde. Deux fibres à maintien de polarisation permettent de transporter ces deux longueurs d'onde dans la salle d'expériences. Une lame demi-onde est placée en amont de l'injection afin d'assurer l'alignement de la polarisation optique avec l'un des axes de la fibre (cf. annexe E.1).

3.2.4 Distribution des fréquences

Grâce au transport par fibres optiques, nous disposons de trois faisceaux optiques dans la salle d'expériences. Une première fibre transporte la puissance laser nécessaire pour le ralentisseur Zeeman (40 mW), une deuxième est pour le MOT (48 mW) et la dernière pour le faisceau pousseur (9 mW). Il faut maintenant amener ces puissances selon les bons axes et avec les bonnes polarisations, comme le montre la figure 3.6.

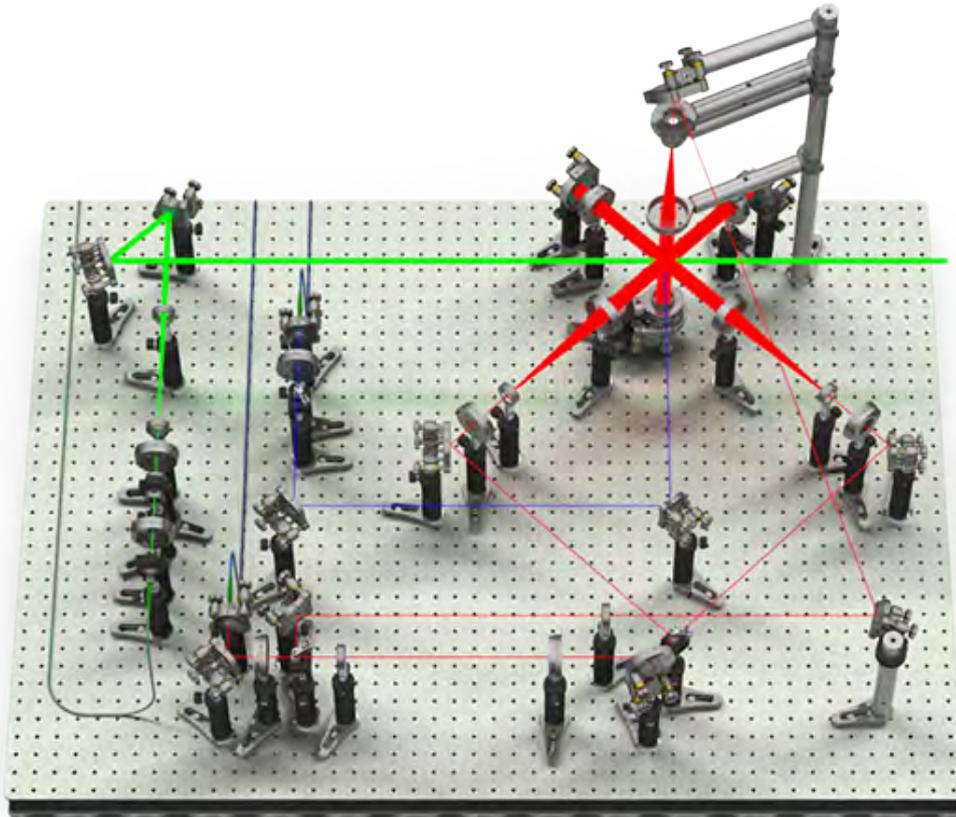


FIGURE 3.6 – Schéma de la table optique côté salle d'expériences avec les trois faisceaux laser : (vert) ralentisseur Zeeman, (rouge) MOT et (bleu) faisceau pousseur

Pour le ralentissement, nous n'utilisons que 30 mW que nous obtenons en abaissant la puissance de sortie de la fibre par une lame demi-onde suivie d'un cube polariseur. De plus, cela permet d'avoir une onde polarisée linéairement avant d'attaquer une lame quart d'onde afin d'obtenir la polarisation circulaire nécessaire au fonctionnement du ralentisseur Zeeman (on maintient ainsi les atomes dans le sous-niveau Zeeman plus ou moins deux, en fonction du signe du champ magnétique). Puis, le faisceau optique est agrandi avec un télescope, son diamètre est légèrement inférieur à 10 mm (diamètre intérieur du tube) et légèrement convergent (le point de convergence étant situé une dizaine de centimètres en amont de l'entrée du ralentisseur). Ce dernier point permet d'orienter les vecteurs d'onde du faisceau optique vers son axe et ainsi limiter l'ouverture angulaire du faisceau atomique lors des interactions atomes-photons.

Pour le piège magnéto-optique, nous avons opté pour un montage à 3 faisceaux rétro-réfléchis. La puissance optique est alors répartie selon les trois axes de l'espace à l'aide de deux montages associant une lame demi-onde et un cube séparateur, chaque faisceau a donc une puissance de 16 mW. Au niveau du piège, il est intéressant d'utiliser des faisceaux de diamètre le plus grand possible afin de capturer un maximum d'atomes et particulièrement dans notre expérience où nous connaissons les piètres caractéristiques spatiales du faisceau atomique en sortie de ralentisseur (cf. section 1.6.3). Pour cela, j'ai mis en place un système de télescopes pour chaque axe qui permet d'avoir des faisceaux optiques de 20 mm de diamètre (plus de détails sur les calculs sont donnés en annexes E.2 et E.3). Comme le montre l'équation (3.3), un MOT nécessite des faisceaux avec une polarisation circulaire qui est assurée par des lames quart-d'ondes.

Concernant le faisceau pousseur, le montage de base est simple puisqu'il consiste à en maîtriser sa puissance avec une lame demi-onde suivie d'un cube séparateur. Puis, un jeu de deux miroirs permet d'orienter ce faisceau dans l'axe de l'enceinte d'expériences, c'est-à-dire à angle droit par rapport au faisceau atomique issu du ralentisseur. Ainsi, nous ne détecterons que des atomes « utiles » et non plus des atomes 3P_2 non ralentis ou dans l'état 3P_0 . Par la suite, il sera toujours possible d'optimiser ce faisceau en terme de polarisation ou de taille comme cela sera décrit en section 3.8.

3.3 Champs magnétiques

La partie magnétique du piège consiste en une paire de bobines montées en configuration anti-Helmholtz afin de créer un gradient de champ magnétique et donc un minimum de potentiel magnétique (potentiel nul). Nos bobines ont été confectionnées par le Laboratoire National des Champs Magnétiques Intenses grâce à une collaboration avec R. Mathevet qui a réalisé un MOT avec la même enceinte octogonale que nous (MCF600-SphOct-F2C8 de chez Kimball [87]).

Les deux bobines sont identiques et sont constituées chacune de 32 tours de fil de cuivre

rectangulaire enrobé de Kapton[®] ($3,2 \times 2,2 \text{ mm}^2$) enroulé sur un diamètre moyen de 175 mm. Les caractéristiques fournies montrent une parfaite similitude des champs magnétiques des deux bobines avec un champ au centre de $2,23 \pm 0,09 \text{ G} \cdot \text{A}^{-1}$.

Avant d'aller plus loin sur les caractéristiques des champs magnétiques, il est important de définir le repère cartésien utilisé dans les notations à venir. Afin de garder une homogénéité avec l'ensemble des écritures, deux axes sont imposés par le détecteur à ligne à retard. Son axe horizontal, qui correspond à l'axe et la direction du jet supersonique, représente l'axe x . Sa verticale, orientée de bas en haut, correspond à l'axe y . Le dernier axe, z , est alors selon le jet poussé afin d'obtenir un trièdre direct comme le montre la figure 3.7.

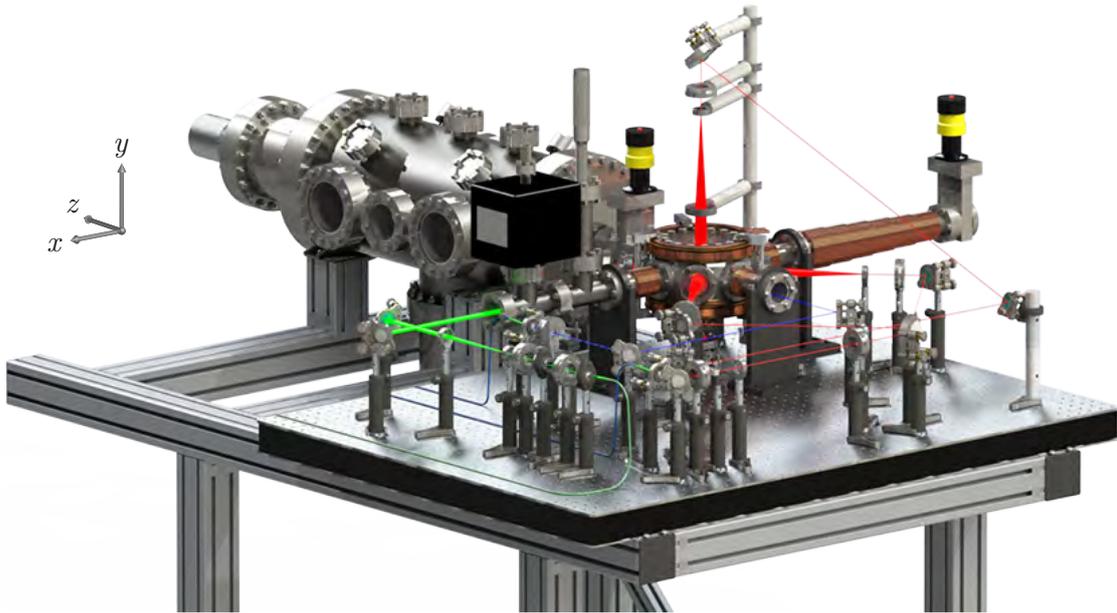


FIGURE 3.7 – Définition des axes du piège magnéto-optique

À l'aide d'un milligaussmètre à trois axes, j'ai caractérisé le champ magnétique :

- résiduel (champ magnétique terrestre local modifié par l'environnement) ;
- provenant de la pompe ionique (cf. section 3.5) ;
- de fuite du ralentisseur Zeeman ;
- du piège magnéto-optique ;

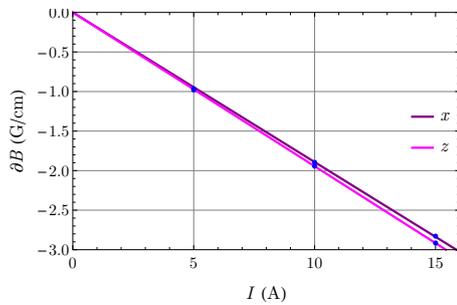
et cela en terme de gradient et de valeur au centre. Le centre est défini par rapport au champ nul du MOT. Les résultats des trois premiers champs cités ci-dessus sont donnés en tableau 3.1. On peut constater que ces champs ont des valeurs et des gradients faibles — réciproquement inférieurs à 250 mG et $40 \text{ mG} \cdot \text{cm}^{-1}$. Leur influence sur les champs magnétiques du piège sera alors négligeable et ce d'autant plus que certaines grandeurs vont se compenser. Le gradient du champ magnétique résiduel est nul selon x et positif selon z . Cela montre que la poussée des atomes s'effectue sur un axe sud-nord, orientation des bâtiments du laboratoire.

		CM résiduel	Pompe Ionique	Ralentisseur Zeeman		
				$I = 0,8 \text{ A}$	$I = 1 \text{ A}$	$I = 1,2 \text{ A}$
x	B_x centre (mG)	-69	-14	153	195	245
	$\partial_x B_x$ ($\text{mG} \cdot \text{cm}^{-1}$)	0	0	-24	-30	-38
y	B_y centre (mG)	-345	14	-42	-59	-63
	$\partial_y B_y$ ($\text{mG} \cdot \text{cm}^{-1}$)	-47	-2	16	14	25
z	B_z centre (mG)	8	204	-5	-5	-5
	$\partial_z B_z$ ($\text{mG} \cdot \text{cm}^{-1}$)	49	1	7	7	7

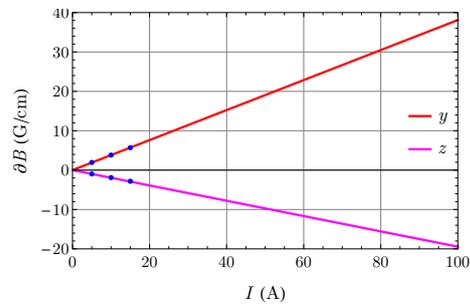
TABLEAU 3.1 – Valeurs au centre et gradients des champs magnétiques environnants le MOT selon les trois axes

Les bobines pour le MOT sont en fait réalisées par deux circuits selon le rapport $3/4-1/4$. Les premières parties (les $3/4$) sont effectivement montées en configuration anti-Helmholtz et servent à créer le champ magnétique du piège. Le gaussmètre utilisé (de marque Bartington Instruments [88]) permet des mesures simultanées sur les trois axes mais n'est approprié que pour les faibles champs. En effet, la sonde présente une sensibilité de $10 \mu\text{T} \cdot \text{V}^{-1}$, soit $0,1 \text{ G} \cdot \text{V}^{-1}$, et avec une tension pleine échelle de 10 V , le champ maximal mesurable est donc de 1 G . Pour la caractérisation du champ du piège, j'ai donc été limité à de faible courant. Cependant, les caractéristiques données en figure 3.8 montrent que les points obtenus suffisent pour une prédiction à courant plus élevé. Il en ressort que les gradients selon les axes x et z diffèrent très peu et montrent ainsi l'isotropie du champ créé, ce qui peut être important pour la force exercée sur les atomes dans le piège. Il est aussi rassurant de retrouver $\partial_y B_y = -2\partial_x B_x = -2\partial_z B_z$ afin de répondre à l'équation de Maxwell $\text{div } \vec{B} = 0$. Pour un courant donné, les gradients valent :

- pour le champ axial, $\partial_y B_y = 0,381 \text{ G} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{A}^{-1}$
- pour les champs radiaux, $\partial_x B_x = 0,189 \text{ G} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{A}^{-1}$ et $\partial_z B_z = 0,194 \text{ G} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{A}^{-1}$



(a) Axes x et z



(b) Axes y et z

FIGURE 3.8 – Gradients du champ magnétique du piège en fonction du courant d'alimentation des bobines

Les deuxièmes parties (les 1/4) sont câblées en configuration Helmholtz afin de créer un champ constant au niveau du MOT. Elles servent donc de bobines de compensation, pour le champ magnétique terrestre par exemple, et permettent de déplacer le piège selon l'axe y . Deux autres paires de bobines ont aussi été câblées en configuration Helmholtz (selon les axes x et z) afin de pouvoir déplacer le zéro magnétique selon les trois axes (cf. figure 3.7). Leur caractérisation sera effectuée à la section 3.7.6.

En raison des champs magnétiques négatifs selon l'axe y (voir tableau 3.1), le MOT se situe en-deçà de l'axe du faisceau d'argon incident (issu de la source supersonique). Ainsi, les atomes poussés ne collisionneront pas avec ces derniers.

3.4 Caméra infra-rouge

3.4.1 Présentation

Afin de visualiser la fluorescence des atomes piégés à 811 nm, nous nous sommes équipés d'une caméra en proche infra-rouge. Notre choix s'est porté sur le modèle UI-1240LE-NIR-GL de chez IDS [89], dont les principales caractéristiques sont :

- capteur CMOS de 1280×1024 pixels ;
- taille de pixel de $5,3 \mu\text{m}$;
- profondeur des couleurs de 8 bits (niveau de 0 à 255) ;
- efficacité quantique $\eta_{\text{cam}} = 50 \%$ à 811 nm ;
- liaison par câble USB.

Deux objectifs peuvent-être montés sur cette caméra : Navitar MVL50M23 [90] et Tamron M118FM50 [91]. Ils ont des caractéristiques similaires :

- distance focale de 50 mm ;
- ouverture maximale $d_{\text{obj}} = 17,8 \text{ mm}$;
- distance minimale de mise au point de 200 mm.

La caméra fournit une image en niveau de gris où l'intensité de chaque pixel est représentée par un nombre allant de 0 (noir) à 255 (blanc). Ces données peuvent être traitées par le logiciel fourni. Cependant, j'ai préféré développer ma propre interface sous LabVIEW™ afin d'être plus adapté à nos besoins et en particulier le dénombrement *in situ* du nombre d'atomes piégés (cf. figure 3.9). En plus de ce calcul, il est aussi possible de faire une coupe selon les deux axes, d'effectuer une mesure de distance et de sauvegarder des images à des fins de post-traitements.

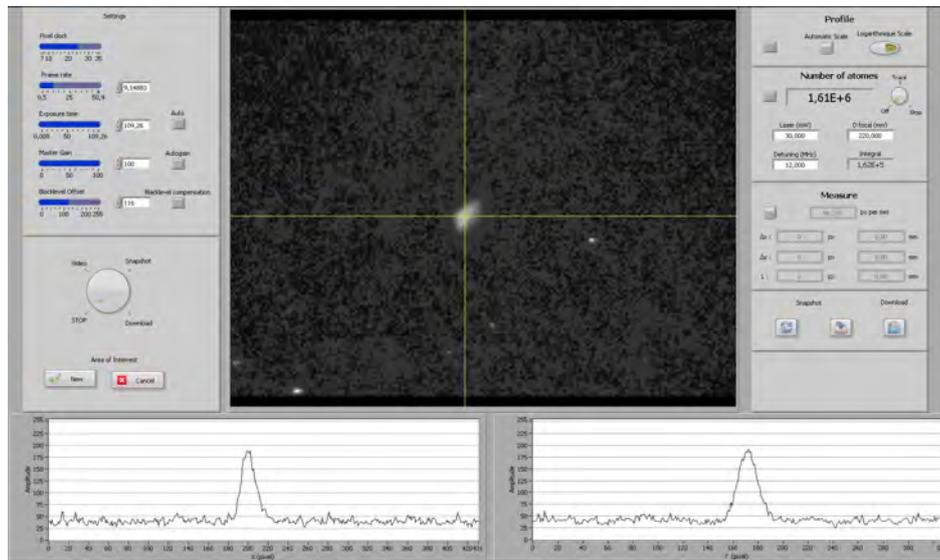


FIGURE 3.9 – Face avant du programme LabVIEW™ qui contrôle la caméra du piège

3.4.2 Calibration

Il est nécessaire de calibrer le couple caméra-objectif afin de relier le signal reçu, à une puissance optique. Pour cela, le montage en figure 3.10 a été réalisé pour chaque objectif. Son but est de reproduire une source ponctuelle afin de prendre en compte l'angle solide de l'objectif, comme cela sera le cas lors des mesures sur le MOT.

Il a fallu d'abord caractériser le faisceau en sortie de fibre par la méthode du « couteau » (cf. E.2). Le *waist* et sa position valent réciproquement $w_0 = 0,15$ mm et $z_0 = -611$ mm (l'origine est au niveau de la lentille du support de fibre, voir fig. 3.10).

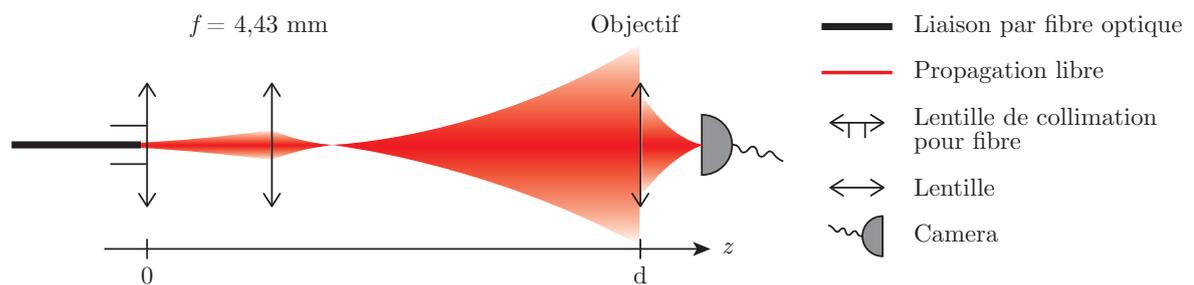


FIGURE 3.10 – Dispositif de calibration du couple caméra-objectif

Puis, on en déduit la taille du faisceau au niveau de l'objectif de la caméra :

$$w(f, d) = \sqrt{\frac{\pi}{\lambda} \Im \left[\frac{1}{q_{\text{cam}}(f, d)} \right]}^{-1} \quad (3.8)$$

où \Im est la partie imaginaire du nombre entre crochets, λ la longueur d'onde du laser et

$q(f, d)$ le paramètre complexe de l'onde gaussienne après une lentille convergente de focale f et un parcours placé à une distance d :

$$q_{\text{cam}}(f, d) = \left[\frac{1}{q(0)} - \frac{1}{f} \right]^{-1} + d \quad (3.9)$$

où $q(z)$ est le paramètre complexe du laser en sortie de fibre :

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} + \frac{i\lambda}{\pi w(z)} \quad (3.10)$$

avec $R(z) = (z - z_0) + z_R^2 / (z - z_0)$ et $w(z)$ réciproquement le rayon de courbure du front d'onde et la taille du faisceau gaussien en z (voir équation E.4 pour plus de détails). Ainsi, le ratio de puissance optique détectée par la caméra P_{cam} par rapport à la puissance optique totale P_0 est donné en tableau 3.2

Objectif	f	d	P_{cam}/P_0
Navitar	4,43 mm	364 mm	2,8 %
Tamron	4,43 mm	250 mm	5,9 %

TABLEAU 3.2 – Caractérisation des objectifs

Enfin, plusieurs séries de mesures ont été effectuées avec les deux objectifs où la puissance optique et le temps d'exposition sont les variables. L'analyse des données obtenues donne une valeur de calibration pour chaque objectif : $c_N = 3,48 \times 10^{15} \text{ s}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$ pour le Navitar et $c_T = 5,33 \times 10^{15} \text{ s}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$ pour le Tamron. Ce dernier présente une plus grande sensibilité, peut-être due à la transparence des lentilles à la longueur d'onde utilisée, et sera donc utilisé par la suite.

De plus, la caméra possède un réglage de gain électronique G_{cam} allant de 1 à 4. Or, la commande s'effectue par l'envoi d'un nombre n_{cam} compris entre 0 et 100. J'ai vérifié la relation entre la valeur du gain et la commande qui se trouve être linéaire :

$$G_{\text{cam}} = 1 + \frac{3n_{\text{cam}}}{100} \quad (3.11)$$

3.4.3 Fluorescence du piège

La nombre d'atomes dans le piège magnéto-optique peut être déterminé par sa fluorescence :

$$N_{\text{MOT}} = \frac{P_{\text{fluo}}}{\Gamma_{\text{sc}} E_{\text{Ar}^*}} \quad (3.12)$$

où P_{fluo} est la puissance optique de fluorescence, Γ_{sc} le taux diffusion et $E_{\text{Ar}^*} = h c / \lambda$ l'énergie d'un photon issu de la transition $^3\text{D}_3 \rightarrow ^3\text{P}_2$.

Pour remonter à la puissance émise par le MOT, en plus de l'intensité mesurée I_{cam} (intégral du nombre de coups total), il faut prendre en compte le temps d'exposition de la caméra t_{exp} , sa valeur de calibration, son gain et son efficacité quantique η_{cam} :

$$P_{\text{fluo}} = \frac{I_{\text{cam}}}{t_{\text{exp}} c_T G_{\text{cam}} \eta_{\text{cam}} \Omega(d)} \quad (3.13)$$

où $\Omega(d)$ est la fraction d'angle solide qui, en considérant une émission isotrope au niveau du piège, dépend de la distance objet-objectif d :

$$\Omega(d) = \frac{\pi (d_{\text{obj}}/2)^2}{4\pi d^2} \quad (3.14)$$

Le taux de diffusion total dû aux six faisceaux du piège vaut [92] :

$$\Gamma_{\text{sc}} = \frac{\Gamma}{2} \frac{6I/I_{\text{sat}}}{1 + 6I/I_{\text{sat}} + (2\delta/\Gamma)^2} \quad (3.15)$$

avec I l'intensité au centre d'un faisceau gaussien qui est reliée à sa puissance P par :

$$I = \frac{2P}{\pi w^2} \quad (3.16)$$

où w est la taille des faisceaux optiques. Avec $I_{\text{sat}} = 1,34 \text{ mW} \cdot \text{cm}^{-2}$, $\Gamma = 1/\tau = 2\pi \times 5,5 \text{ MHz}$ et $w = 10,1 \text{ mm}$ (voir annexe E.3), on obtient :

$$N_{\text{MOT}} = \frac{16,1 \times 10^{-4} d^2 (1 + 2,79 P_{\text{MOT}} + 0,13 \delta_{\text{MOT}}^2) I_{\text{cam}}}{(1 + 0,03 n_{\text{cam}}) P_{\text{MOT}} t_{\text{exp}}} \quad (3.17)$$

où d , la distance MOT-objectif, est exprimée en millimètres ; t_{exp} , le temps d'exposition de la caméra, en millisecondes ; δ_{MOT} , le *detuning* des faisceaux MOT, en mégahertz et P_{MOT} , la puissance optique d'un faisceau du MOT, en milliwatts. La caractérisation expérimentale sera donnée par la suite, en section 3.7.

3.5 Vide dans l'enceinte du piège

La qualité du vide est primordiale à l'obtention d'un nuage d'atomes piégés sous peine de voir les collisions atomiques devenir prépondérantes devant le temps de chargement du MOT. Nous avons donc installé une pompe ionique StarCell d'Agilent ayant une vitesse de pompage de $20 \text{ L} \cdot \text{s}^{-1}$. Afin de maintenir un bon vide ($< 10^{-9} \text{ mbar}$) en dehors des périodes d'utilisation, l'enceinte est isolée du reste du dispositif par deux vannes (une côté ralentisseur et l'autre côté enceinte d'expériences, cf. figure 3.7). Cependant, j'ai rencontré plusieurs problèmes pour maintenir un vide satisfaisant en utilisation normale.

Le premier provient d'une conductance trop élevée du tube Zeeman (diamètre de 10 mm

pour une longueur totale de 1,2 m et qui n'assure pas un vide différentiel suffisant avec l'enceinte « Christine » — cf. figure 1.1 — qui est à une pression de 10^{-6} mbar. J'ai alors placé une pompe turbomoléculaire de capacité $60 \text{ L} \cdot \text{s}^{-1}$ entre les deux parties du ralentisseur Zeeman. Ce choix de place a été dicté par la nécessité de ne pas éloigner le piège de la sortie du ralentisseur où la divergence du faisceau atomique est élevée (se reporter à la section 1.6.3).

Le deuxième problème est que le jet atomique primaire est constitué principalement d'argon à l'état fondamental ce qui oblige à utiliser une pression assez élevée pour obtenir assez d'argon métastables. Tous ces atomes envoyés dans l'enceinte MOT font augmenter sa pression à une valeur trop élevée pour l'obtention d'un piège magnéto-optique. En effet, une fois un MOT obtenu et en jouant sur la pression d'entrée du gaz, j'ai pu définir une pression maximale au-dessus de laquelle le nombre d'atomes piégés est insuffisant pour être observé à la caméra : $P_{\text{max}} = 5 \times 10^{-8}$ mbar. Or, en condition normale, avec le tube Zeeman tel quel, la pression dans l'enceinte est de $5,5 \times 10^{-8}$ mbar. Afin d'obtenir un vide satisfaisant, j'ai confectionné deux « bouchons » percés de trou de diamètre différent et que je peux placer à l'entrée du tube Zeeman. J'ai ainsi pu obtenir un vide acceptable :

- une pression de $2,5 \times 10^{-8}$ mbar pour un trou de 5 mm de diamètre ;
- une pression de $1,5 \times 10^{-8}$ mbar pour un trou de 2 mm de diamètre ;

C'est cette dernière configuration qui a été retenue. Cela est bien entendu au détriment du nombre d'atomes Ar^* pouvant entrer dans le ralentisseur et pouvant donc être capturés.

Le dernier souci provient de la pompe ionique choisie. En effet, sa capacité de pompage est limitée par rapport au flux élevé du jet atomique. Heureusement, lors des expériences, nous ouvrons la vanne côté enceinte d'expériences et le pompage est aussi assuré par la pompe turbomoléculaire de cette dernière ($450 \text{ L} \cdot \text{s}^{-1}$). Cependant, nous sommes à la merci de la saturation de la pompe ionique, ce qui diminue grandement ses capacités. Nous devons alors la « réactiver » par un étuvage adéquat.

Une solution, radicale mais beaucoup plus conséquente en terme de travail et de temps, serait d'excentrer l'entrée de ralentisseur par rapport à l'axe du faisceau atomique. Les atomes Ar^* seraient ensuite collimatés et déviés à l'aide d'un piège 2D à miroirs courbes comme le propose A. Aspect [93]. Cela nous permettrait d'avoir un vide plus poussé au niveau de l'enceinte MOT mais aussi d'utiliser une pression de gaz plus élevée et obtenir ainsi plus d'atomes métastables. Ces deux phénomènes conjugués augmenteraient alors le nombre d'atomes piégés.

3.6 Production du jet atomique poussé

Comme décrit en section 3.1.2, le jet atomique poussé est obtenu de manière pulsée. L'allumage du faisceau pousseur se fait alors pendant un temps t_p (voir le chronogramme en figure 3.11). Afin de réduire les forces exercées sur les atomes piégés et donc réduire le temps

de poussée nécessaire à leur extraction, les faisceaux optiques du MOT sont coupés pendant un temps t_{MOT} (synchronisé avec t_p). Un troisième paramètre correspond à la période de répétition T_{rep} (temps entre deux poussées successives).

Les temps t_{MOT} et t_p sont obtenus par le contrôle des AOMs correspondants (cf. figure 3.5). Les alimentations des modulateurs, de fabrication locale, permettent de contrôler à distance (à l'aide d'une tension adéquate) la fréquence et l'injection du signal de modulation. Dans un premier temps, j'ai essayé de synchroniser ces deux temps par l'intermédiaire du contrôle de l'injection de la fréquence de modulation. Cela ne pose aucun problème pour la voie du faisceau pousseur mais il n'en est pas de même pour le faisceau MOT. En effet, nous avons observé une dégradation dans le temps des caractéristiques du faisceau atomique obtenu (vitesse non stable, dispersion de vitesse élargie). Nous mettons en cause le très faible temps de coupure, de l'ordre de la milliseconde, pour une puissance optique à dévier de plusieurs dizaines de milliwatts. Nous avons donc opté pour un changement conséquent de la fréquence de modulation : passage d'un *detuning* dans le rouge d'environ $-5,5\Gamma$ à $+14\Gamma$ ($\Gamma = 2\pi \times 5,5$ MHz étant la largeur naturelle de la transition atomique en jeu). Ainsi, la fréquence obtenue est très loin de la résonance et dans le bleu ce qui rend inefficace le piégeage. De plus, malgré les précautions prises pour la réalisation du montage optique, la fréquence de modulation est trop importante pour maintenir un bon alignement de faisceau laser lors du passage aller-retour à travers l'AOM. La puissance optique totale pour le MOT est alors de 342 nW ce qui diminue encore l'efficacité de piégeage, le rendant inopérant. L'amélioration du dispositif en place pourrait passer par l'emploi de cellules de Pockels pour contrôler la présence des faisceaux MOT et pousseur.

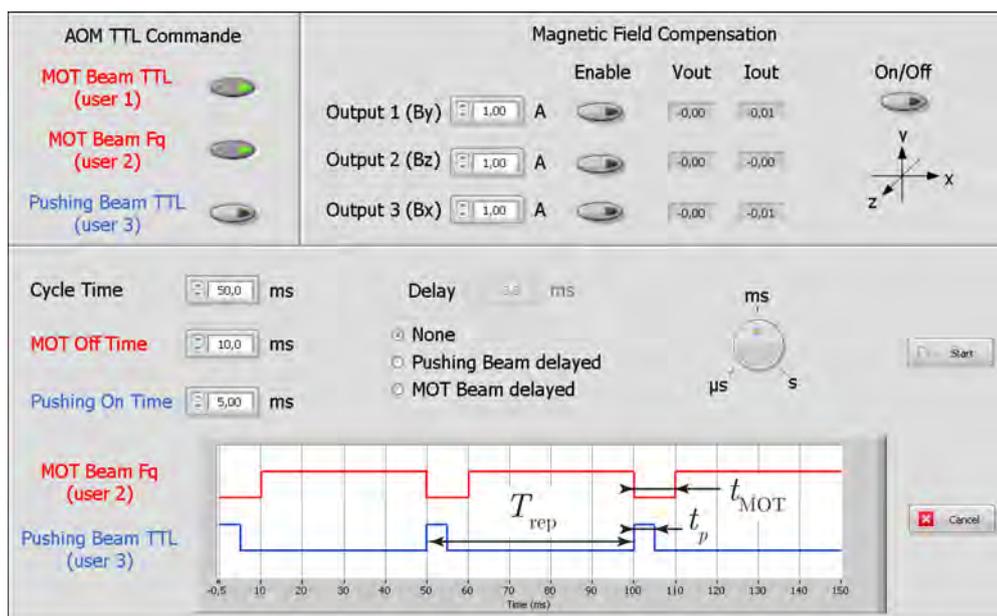


FIGURE 3.11 – Face avant du programme LabVIEW™ qui contrôle le MOT et le faisceau pousseur

J'ai développé un programme sous LabVIEW™ afin de piloter l'ensemble des opérations relatives au MOT et au faisceau pousseur. Sa face avant est décomposée en trois parties (cf. figure 3.11) :

- commande statique des AOMs (marche/arrêt des faisceaux optiques MOT et pousseur) ;
- contrôle des bobines de compensation ;
- paramétrage de la séquence de poussée (t_p , t_{AOM} etc.).

Je n'ai, jusqu'à maintenant, pas évoqué le champ magnétique du MOT, tout simplement parce qu'il n'est pas coupé lors de l'extraction des atomes, ce qui présente à mon avis trois avantages. Le premier est que l'extinction d'un champ magnétique n'est jamais instantané et qu'il est difficile d'en maîtriser la dynamique, ce qui peut induire un comportement incertain des atomes d'argon métastables 3P_2 possédant un moment magnétique (hormis le sous-niveau zeeman $M = 0$). Le deuxième avantage consiste en la simplification du montage puisque nous n'avons pas à avoir recours à un système électronique capable de couper plusieurs dizaines d'ampères en un temps minimum avec une fréquence de répétition de l'ordre du kilohertz. Le troisième et dernier avantage est que le champ magnétique peut servir d'axe de quantification vis-à-vis de la polarisation du laser pousseur et permettre ainsi un pompage optique vers les sous-niveaux $M = \pm 2$ dans le cas d'une polarisation circulaire.

3.7 Caractérisation du piège magnéto-optique

Après avoir détaillé le dispositif expérimental et présenté la pression maximale d'obtention d'un nuage d'atomes piégés, je vais présenter les caractéristiques de ce nuage. Les premières ont pu être déterminées par l'observation directe à l'aide de la caméra infra-rouge. Pour les dernières et, pour des raisons que je vais donner, il a fallu passer par l'observation du jet atomique poussé.

Cette section pourrait paraître succincte au regard de ce qu'ont pu faire certains collègues en la matière. Cependant, il ne faut pas perdre de vue que notre objectif est avant tout la qualité du jet atomique poussé, qui fait l'objet de la section suivante.

3.7.1 Taille et nombre d'atomes piégés

Ces deux paramètres sont déterminés par une mesure avec la caméra dont la distance de mise au point vaut $d = 228$ mm et la calibration spatiale donne $94,15$ pixels \cdot mm $^{-1}$ (cf. figure 3.12).

Afin de se faire une idée de la « qualité » de notre MOT, je vais donner des valeurs typiques. Dans les conditions suivantes :

- gradient du champ magnétique axial de 20 G \cdot cm $^{-1}$;
- décalage en fréquence des faisceaux optiques du MOT de $\delta_{MOT} = -6$ MHz.

Le nombre d'atomes piégés est alors $N_{\text{MOT}} = 6 \times 10^4$ pour un diamètre à mi-hauteur (FWHM) $d_{\text{MOT}} = 101 \mu\text{m}$.

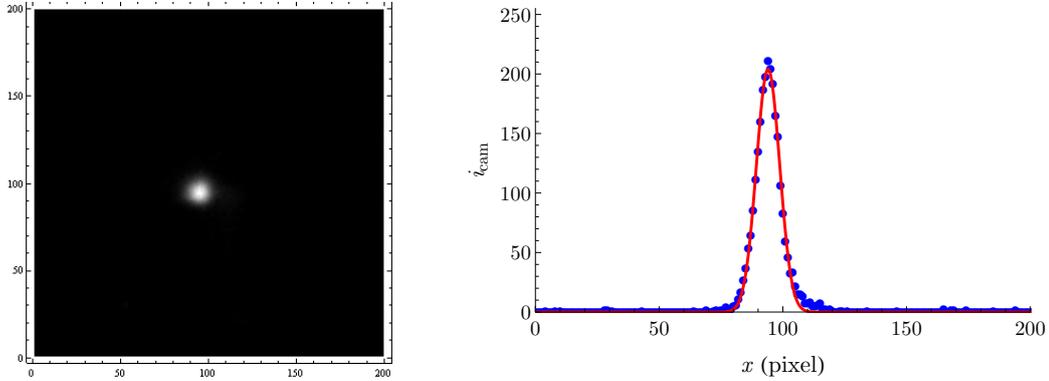


FIGURE 3.12 – Image et profil d'un nuage d'Ar* piégés (les points bleus correspondent aux intensités pour chaque pixel et la courbe rouge à un *fit* par une gaussienne)

Afin d'avoir une intensité détectée sur la caméra suffisante, il est nécessaire de piéger avec un *detuning* du MOT faible pour que la fluorescence soit efficace. Et, malgré cela, le temps d'exposition nécessaire reste élevé puisque de l'ordre de la dizaine de millisecondes. Cela est directement lié au nombre d'atomes piégés qui pourrait être plus élevé et, comme nous le verrons, à la durée de vie des atomes dans le piège. Comme je l'ai déjà évoqué, la cause principale est le vide dans l'enceinte MOT qui n'est pas assez poussé à cause de la présence d'un grand nombre d'atomes à l'état fondamental dans le jet incident. Ces temps d'observation sont trop longs pour pouvoir caractériser directement la dynamique de notre piège (chargement et temps de vie par exemple). Afin d'appréhender ces caractéristiques, j'ai utilisé le jet poussé.

De plus, la température du piège est classiquement déterminée par l'expansion des atomes après relaxation, ce que je n'ai malheureusement pu faire. Même l'étude du jet poussé ne nous a pas permis de remonter à cette caractéristique importante. Il en demeure qu'elle doit typiquement être inférieure au millikelvin.

3.7.2 Vitesse de capture

Le nombre d'atomes piégés en fonction de la vitesse de capture est donné en figure 3.13. Cette vitesse correspond à la vitesse des atomes en sortie de ralentisseur. Il est possible de la modifier par l'intermédiaire du courant traversant la deuxième bobine Zeeman. On retrouve sur la figure le nombre d'atomes mesuré à l'aide de la caméra ainsi que le nombre d'atomes poussés détectés sur le DLD. Afin de pouvoir comparer les deux mesures, les données ont été normalisées avec, pour chaque cas, la valeur maximale correspondant à un taux de chargement de 100 %.

Ces maxima correspondent à des vitesses autour de $60 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ soit un courant Zeeman de 920 mA. Pour ce courant, le nombre d'atomes dans le piège (mesuré à l'aide de la caméra) est de 4×10^4 et le nombre d'atomes par poussée (au DLD) vaut $5,1 \times 10^2$ soit environ 13 % des atomes du piège. Il est normal que le taux de chargement diminue lorsque leur vitesse augmente puisque la force du piège est alors insuffisante pour capturer les atomes. Je vois deux raisons qui peuvent expliquer la chute de τ_C au plus basses vitesses. Premièrement, ces vitesses sont obtenues par l'application d'un courant Zeeman plus élevé. Le champ magnétique Zeeman est alors plus important et il peut alors perturber le champ magnétique du MOT. Deuxièmement, nous avons vu dans le premier chapitre que la divergence du faisceau atomique augmente avec le ralentissement (cf. tableau 1.1). La densité atomique au niveau des faisceau optique du MOT est alors moindre.

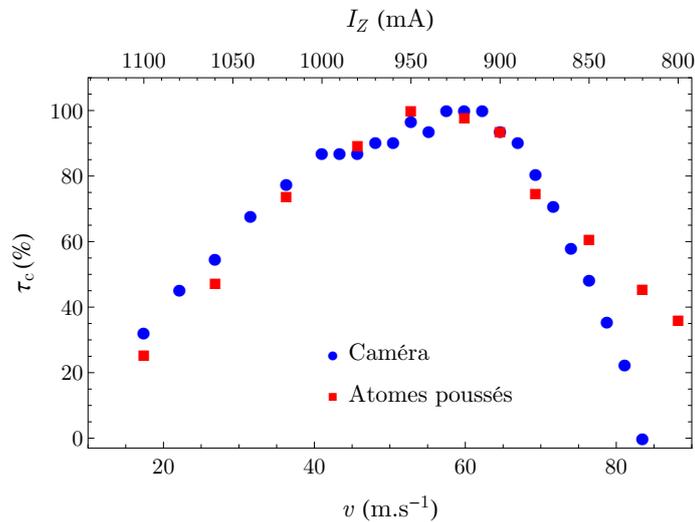


FIGURE 3.13 – Chargement du piège en fonction de la vitesse des atomes en sortie de ralentisseur

Enfin, les deux méthodes de mesures coïncident suffisamment pour pouvoir effectivement analyser la dynamique du piège à l'aide des atomes poussés.

3.7.3 Influence du gradient de champ magnétique

Lorsque le gradient magnétique du piège augmente, cela a pour effet d'appliquer une force plus importante sur les atomes — voir eq. (3.3) — ce qui a pour conséquence de comprimer le MOT, comme le montre la figure 3.14a. Au delà de la taille du MOT, il faut noter que la forme et la position du piège ne sont stables que pour un gradient supérieur à $18 \text{ G} \cdot \text{cm}^{-1}$. La figure 3.14b montre une diminution du nombre d'atomes piégés avec l'augmentation du gradient. Ces deux tendances suivent une loi exponentielle décroissante, il est alors intéressant de se pencher sur la densité du piège (D_{MOT}), représentée sur la même figure. La densité augmentant, la diminution du nombre d'atomes ne peut donc pas être due à un effet Penning.

Une des causes de cette diminution du nombre d'atomes peut alors être l'opacité de MOT qui limite son chargement.

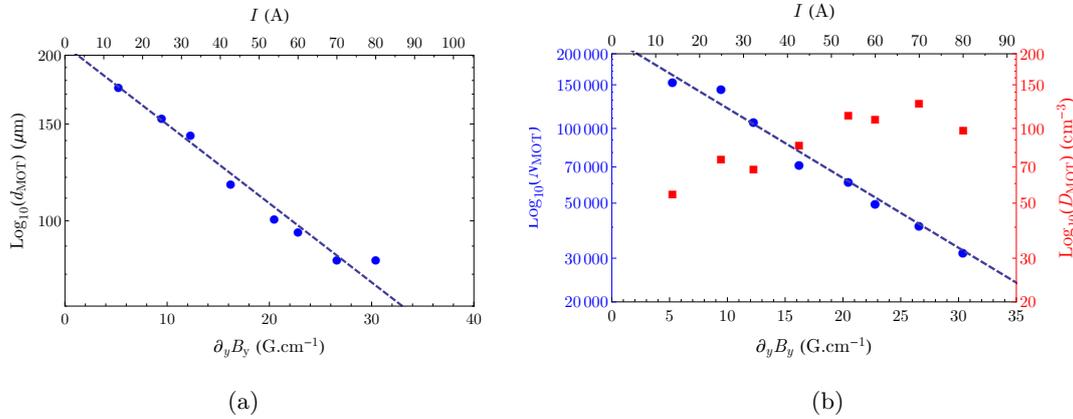


FIGURE 3.14 – (a) diamètre du MOT et (b) nombre d'atomes piégés et densité du MOT (en échelle logarithmique) en fonction du gradient magnétique radial (les ronds bleus correspondent à l'échelle de gauche et les carrés rouges à celle de droite)

3.7.4 Temps de chargement

La dynamique de chargement du piège a été étudiée à partir des atomes du jet poussé. Les faisceaux optiques du MOT restent allumés pendant un temps t_{charg} avant de les éteindre et d'allumer le faisceau pousseur (cf. chronogramme en figure 3.15a). En modifiant ce temps, le piège aura le temps de se charger plus ou moins, définissant ainsi le nombre d'atomes à pousser. Les données sont reportées en figure 3.15b et montrent un chargement avec une croissance de la forme $A \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{t_{\text{charg}}}{\tau_{\text{MOT}}} \right] \right\}$ avec $\tau_{\text{MOT}} = 26$ ms. Idéalement, il faudrait un temps d'allumage entre deux poussés de $t_{\text{charg}} = 78$ ms (un temps de $3\tau_{\text{MOT}}$ correspond à un taux de chargement de 95 %), la période de répétition vaut alors $T_{\text{rep}} = t_{\text{charg}} + t_p$.

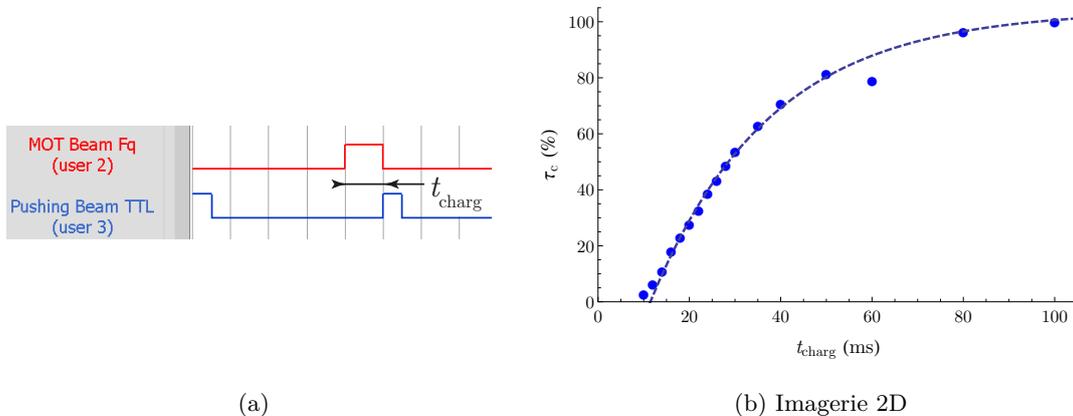


FIGURE 3.15 – (a) Définition du temps t_{charg} — (b) Taux de remplissage du piège en fonction du temps de chargement

3.7.5 Temps de vie

Pour la mesure de temps de vie, j'ai mesuré le nombre d'atomes poussés en fonction du temps d'extinction t_{ext} . Ce temps correspond au délai entre l'arrêt des faisceaux optiques du piège et l'allumage du faisceau pousseur, se reporter à la figure 3.16a. Lorsque ce temps est nul, le nombre d'atomes piégés et donc poussé est maximal et correspond donc à un taux de chargement de 100 %. Avec un décalage temporel, les atomes ont tendance à quitter le piège et le nombre qu'il est possible de pousser diminue en conséquence. J'ai effectué ces mesures pour deux pressions dans l'enceinte MOT, en jouant sur la pression du gaz d'argon injecté. Les résultats en figure 3.16b montrent clairement la relation entre temps de vie et qualité du vide. Cette remarque conforte donc l'ensemble de mes remarques précédentes à ce sujet. Cependant, dans les deux cas, ce temps est très faible puisque de l'ordre de la milliseconde. Cette valeur est à mettre en relation avec le temps d'exposition nécessaire de la caméra (quelques dizaines de millisecondes) pour se convaincre qu'il n'est pas possible d'étudier la dynamique du piège avec celle-ci.

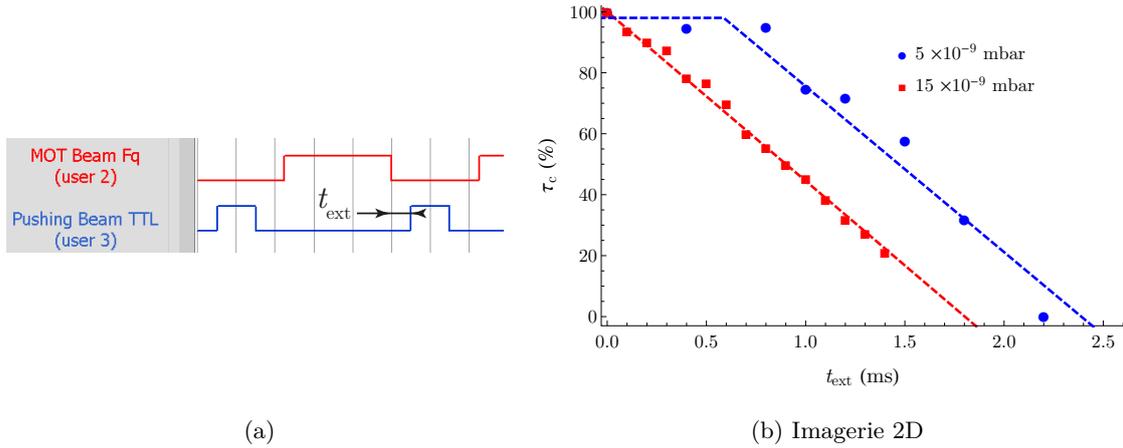


FIGURE 3.16 – (a) Définition du temps t_{ext} — (b) Taux de chargement du piège en fonction du décalage temporel entre l'arrêt des faisceaux optiques du MOT et l'allumage du faisceau pousseur, pour deux pressions

3.7.6 Déplacement

Il est possible de déplacer le piège grâce aux bobines de compensation placées selon les trois axes (voir section 3.3). En plaçant la caméra dans ce plan (observation à travers le hublot servant au faisceau pousseur), j'ai caractérisé le déplacement du MOT par rapport à sa position d'origine selon les axes x et y . Les résultats pour les deux axes et pour plusieurs gradients sont donnés en figure 3.17. Comme attendu dans le cas d'un gradient linéaire (bobines en configuration Helmholtz), le déplacement est, lui aussi, linéaire sur la plage d'utilisation (courant de $I_{x,y} = \pm 10$ A). De plus, comme le montre le tableau 3.3, il est proportionnel au

rapport du courant des bobines de compensation par celui des bobines du MOT (et donc aussi du gradient). Le déplacement du MOT selon x ou y se calcule donc par :

$$\Delta_{x,y} = \frac{\beta_{x,y} \times I_{B\text{comp}}}{I_{B\text{mot}}} \quad (3.18)$$

où $I_{B\text{mot}}$ et $I_{B\text{comp}}$ sont les courants respectifs des bobines du MOT et de compensation (exprimés en ampère).

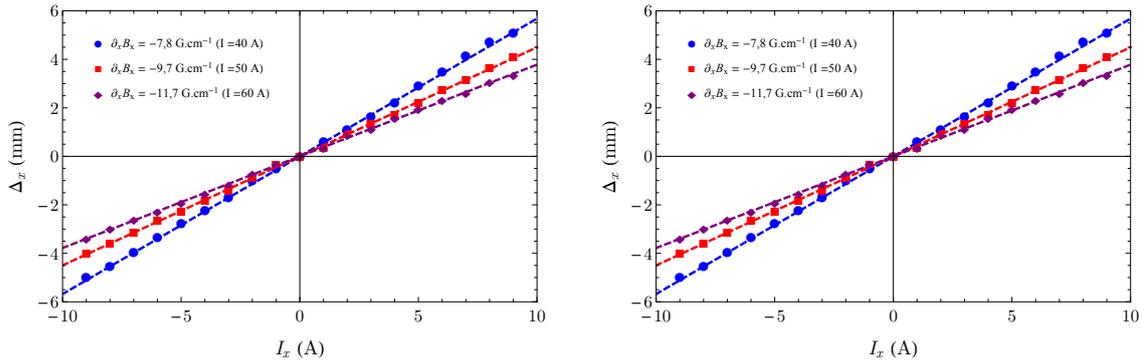


FIGURE 3.17 – Déplacement du MOT en fonction du courant de la bobine de compensation de l'axe x (à gauche) et y (à droite), pour plusieurs gradients du champ magnétique du MOT

	I (A)	$\partial_{x,y}B_{x,y}$ (G · cm ⁻¹)	$\alpha_{x,y}$ (mm · A ⁻¹)	$\beta_{x,y} = \alpha_{x,y} \cdot I$ (mm)	$\alpha_{x,y} \cdot \partial_{x,y}B_{x,y}$ (G · A ⁻¹)
x	40	-7,8	0,568		
	50	-9,7	0,450	22,6	-0,44
	60	-11,7	0,378		
y	40	15,2	0,610		
	50	19	0,481	24,2	0,92
	60	22,9	0,403		

TABLEAU 3.3 – Pente caractérisant le déplacement du MOT par les bobines de compensation selon les axes x et y . Les deux dernières colonnes normalisent les pentes en fonction du courant dans les bobines du MOT et le gradient correspondant

Je n'ai pas effectué de mesures sur la troisième dimension car il n'est pas possible de placer la caméra selon l'axe z . Cela n'est pas dommageable car nous n'avons aucun intérêt à approcher ou éloigner le MOT du détecteur sur une distance millimétrique. Enfin, je me suis assuré que le déplacement selon un axe a une faible influence sur l'autre axe (déplacement inférieur à 110 μm). Il en est de même lors de l'utilisation des bobines de déplacement selon z vis-à-vis d'un déplacement selon x et y .

3.8 Caractérisation du jet atomique poussé

Dans cette partie, je vais détailler l'influence de différents paramètres sur les caractéristiques de ce faisceau en termes de vitesse, de dispersion de vitesse, de nombre d'atomes extraits, de position et d'ouverture angulaire. Pour ce faire, j'ai utilisé les données fournies par le détecteur à ligne à retard (DLD) : spectre de temps de vol (TOF), où le temps zéro correspond au début de la poussée, et imagerie 2D.

3.8.1 Détermination des caractéristiques

La vitesse du jet est déterminée par le temps de vol du centre du pic, t_{TOF} , et en considérant une vitesse constante sur un parcours de $d_{\text{MOT}} = 1070$ mm correspondant à la distance entre le centre de l'enceinte où se situe le MOT et le DLD : $v = d_{\text{MOT}}/t_{\text{TOF}}$ (cf. figure 3.18). En effet, l'accélération des atomes ne peut avoir lieu que pendant le temps de poussée t_p or, celui-ci peut être négligé devant le temps de vol total (le temps t_p est typiquement inférieur à la milliseconde pour un temps de vol de plusieurs millisecondes). La dispersion de vitesse relative est déterminée à partir de la largeur totale du pic de TOF à mi-hauteur (FWHM, comme le montre la figure 3.19a) : $\Delta v/v = \Delta t_{\text{TOF}}/t_{\text{TOF}}$.

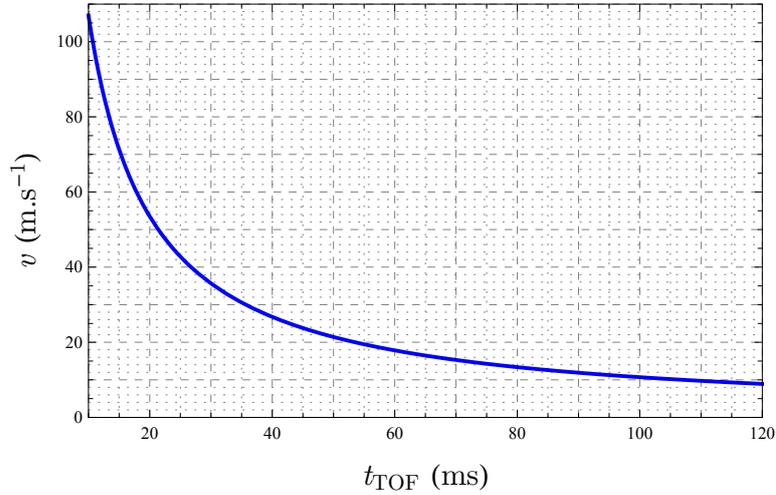


FIGURE 3.18 – Relation entre temps de vol sur le détecteur à ligne à retard et vitesse atomique du jet poussé

Le nombre d'atomes extraits du MOT à chaque poussée, N_{Ar^*} , est déterminé par le nombre d'atomes détectés par le détecteur (N_{DLD} est le nombre en bas à gauche de la figure 3.19b) pendant l'acquisition ; les dates de début et de fin d'acquisition sont accessibles lors de l'ouverture d'un fichier du DLD et permettent de définir t_{acq} . En effet, le bruit est négligeable comme cela est illustré sur les différents spectres en figure 3.19. Il faut en plus prendre en compte la période de répétition qui était $T_{\text{rep}} = 250$ ms, ce temps élevé a été choisi afin de ne pas détériorer le détecteur par un flux d'atomes trop important. En effet, un courant moyen

élevé au niveau des MCP entraîne une chauffe voir une surchauffe de ceux-ci. Malgré un nombre d'atomes conséquent, ce phénomène est limité par un temps « de repos ». Enfin, une efficacité quantique $\rho_{\text{DLD}} = 15\%$ a été considérée, comme je l'ai détaillée en section 1.4.2, d'où $N_{\text{Ar}^*} = (N_{\text{DLD}} \cdot T_{\text{rep}}) / (t_{\text{acq}} \cdot \rho_{\text{DLD}})$.

La position du faisceau atomique est définie par le maximum en x et en y des projections de l'imagerie 2D du DLD (figures 3.19c et 3.19d). Les ouvertures angulaires sont calculées à partir des largeurs totales à mi-hauteur (FWHM) de ces mêmes projections et de la distance parcourue par les atomes, d_{MOT} . La figure 3.19b montre que le jet atomique obtenu n'est pas toujours circulaire, ce qui explique les mesures selon les deux axes x et y : $\theta_{x,y} = \arctan(\Delta x, y / d_{\text{MOT}})$. De plus, la figure 3.19d montre une asymétrie du profil en y , la largeur selon cet axe est alors le maximum entre la largeur totale et le double de la demi-largeur : $\Delta y = \max[x_{\text{max}} - x_{\text{min}}; 2(x_{\text{max}} - x_{\text{centre}})]$.

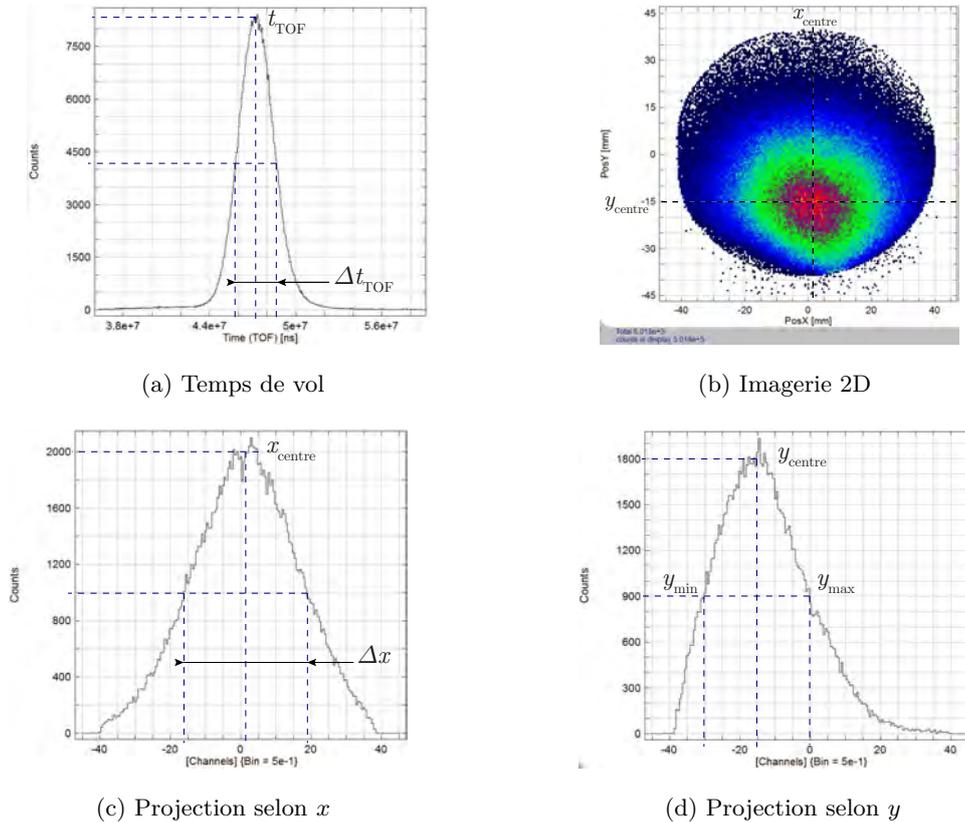


FIGURE 3.19 – Données obtenues par le DLD avec lesquelles sont extraites les différentes caractéristiques du jet atomique poussé

La projection en x (fig. 3.19c) montre un « trou » au centre du pic. En décalant le piège selon cet axe, à l'aide des bobines de compensation, le jet est aussi décalé. Ainsi, j'ai pu constater que cette imperfection demeurait en position zéro et correspond donc à un artefact de mesure (voir figure 3.20). Le nombre de coups manquants est insignifiant devant l'intégral et aucune correction n'est nécessaire.

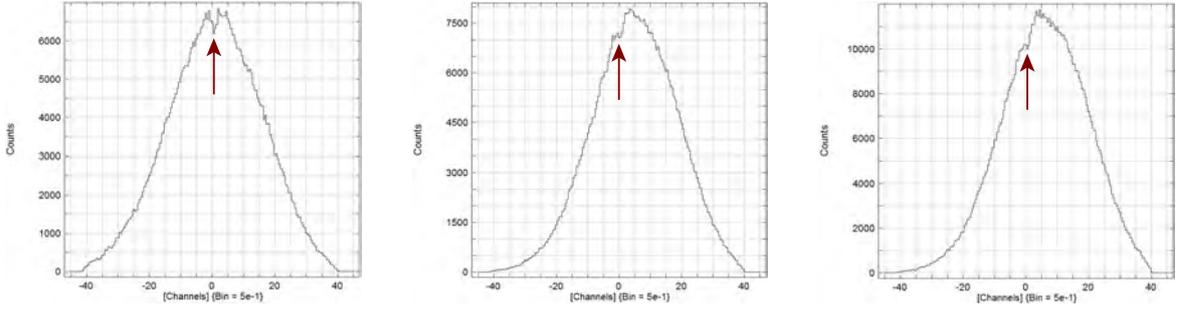


FIGURE 3.20 – Mise en évidence de l’artefact de mesure à la position $x = 0$. Le décalage du jet atomique poussé est obtenu par le déplacement du MOT à l’aide des bobines de compensation (les projections, de gauche à droite, ont été respectivement obtenues avec un courant de 0 A, 5 A et 10 A)

Le nombre d’atomes et l’ouverture angulaire permettent de définir la brillance de notre faisceau, Br , définie par le rapport du flux d’atomes (nombre d’atomes par seconde) par l’angle solide, $\Omega = 1 - \cos(\theta_x/2)$. Notre jet atomique est pulsé, il est donc important de définir la partie temporelle de la brillance, cette dernière étant exprimée en $s^{-1} \cdot sr^{-1}$. Afin de pouvoir exploiter les spectres de temps de vol, le temps de répétition ne peut-être inférieur au temps de parcours des atomes entre le MOT et le détecteur. Les valeurs correspondront donc à une fréquence de 4 Hz ($T_{rep} = 250$ ms) qui est bien supérieure au temps de vol associé à la plus faible vitesse mesurée ($v = 8,8$ m \cdot s $^{-1}$) et au temps de chargement minimum, d’où $Br = 4N_{Ar^*}/\Omega$. Il est important de garder en tête que les valeurs de brillances données peuvent être revues à la hausse en augmentant le taux de répétition au minimum du temps de vol voir en deçà si les informations de temps ne sont pas exploitées.

Un seul paramètre est modifié pour chaque groupe de mesures. La configuration de base, choisie en fonction de mesures préliminaires, est alors :

- un gradient de champ magnétique axial de 22,8 G \cdot cm $^{-1}$, correspondant à un courant des bobines de 60 A ;
- un décalage en fréquence du laser pousseur dans le bleu de $\delta_p = +2,1\Gamma$ (soit une fréquence de modulation de l’AOM de 74,2 MHz) ;
- un temps de poussée $t_p = 0,3$ ms ;
- une polarisation verticale du faisceau pousseur ;
- une puissance optique du faisceau pousseur $P_p = 8,4$ mW avec un rayon $w = 4,4$ mm, ce qui donne une intensité $I_p = 21I_{sat}$ ($I = 2P/(\pi w^2) = 27,6$ mW \cdot cm $^{-2}$).

Le réglage de la position du faisceau pousseur n’est pas critique, de par sa largeur conséquente vis-à-vis de la taille du MOT (100 μ m).

3.8.2 Gradient du champ magnétique du piège

Comme je l'ai expliqué précédemment le champ magnétique de piégeage n'est jamais coupé. Nous avons aussi observé une diminution du nombre d'atomes piégés avec l'augmentation du gradient (cf. figure 3.14). Cependant, un optimum est obtenu avec un gradient axial aux alentours de $19 \text{ G} \cdot \text{cm}^{-1}$ ce qui correspond à un courant d'alimentation des bobines du piège d'environ 50 A (voir figure 3.21). Les autres caractéristiques sont très peu influencées par ce paramètre, la brillance suit donc la courbe du nombre d'atomes.

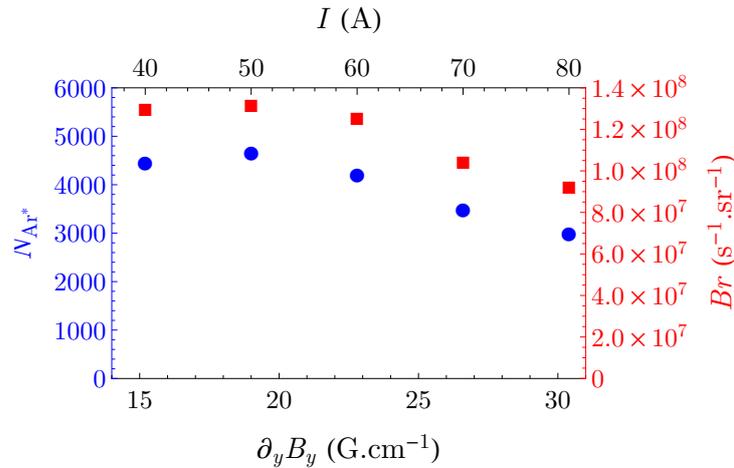


FIGURE 3.21 – nombre d'atomes et brillance du jet atomique poussé en fonction du gradient axial du champ magnétique (les ronds bleus correspondent à l'échelle de gauche et les carrés rouges à celle de droite)

3.8.3 Polarisation du faisceau optique pousseur

J'ai testé les quatre polarisations « standards » : linéaires horizontale et verticale puis circulaires droite et gauche. Les sens de rotation des polarisations circulaires sont pris selon le point de vue de la source comme le recommande l'IEEE [94, p. 76]. Les données recueillies sont réunies en tableau 3.4.

Seule la polarisation circulaire droite dégrade les caractéristiques du faisceau atomique poussé. En effet, j'ai pu observer une augmentation de près de 60 % de la dispersion de vitesse relative qui passe de 5 % à 8 %. De plus, cela s'accompagne d'une ouverture angulaire plus importante de 2 mrad et donc d'une légère baisse de la brillance, de l'ordre de 10 %. Cela peut être significatif d'une position du MOT décalée par rapport au zéro magnétique ce qui implique un axe de quantification mal maîtrisé.

Cependant, le nombre d'atomes extraits du MOT est quasiment indépendant de la polarisation du faisceau pousseur. L'utilisation d'une polarisation circulaire gauche, qui de par le champ magnétique selon l'axe z donne un faisceau polarisé σ^- , permet un pompage optique dans sous le sous-niveau Zeeman $M = -2$.

Polarisation	Verticale	Horizontale	Circulaire droite	Circulaire gauche
v (m · s ⁻¹)	23,3	23,5	22,2	25,3
$\Delta v/v$ (%)	5,3	4,7	8,0	5,3
θ_x (mrad)	32,7	33,6	34,6	32,2
θ_y (mrad)	27,6	27,1	28,0	28,0
N_{Ar^*}	6288	6893	6391	6330
Br (s ⁻¹ · sr ⁻¹)	$1,88 \times 10^8$	$1,95 \times 10^8$	$1,71 \times 10^8$	$1,95 \times 10^8$

TABLEAU 3.4 – Influence de la polarisation de faisceau pousseur sur le jet atomique

3.8.4 Intensité du faisceau optique pousseur

La vitesse des atomes poussés est indépendante de l'intensité du faisceau optique comme le montre la figure 3.22a. Cette même figure montre une augmentation de la dispersion de vitesse relative à faible intensité. En fait, il existe une intensité en dessous de laquelle la vitesse n'est plus bien définie (cf. figures 3.22b et 3.22c). Le seuil correspond à une puissance de 5 mW soit une intensité de $12,8I_{\text{sat}}$.

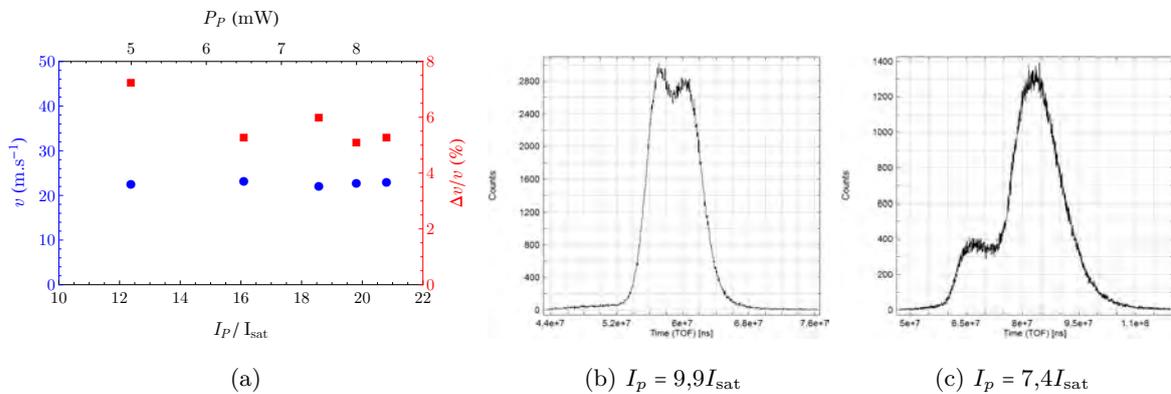


FIGURE 3.22 – (a) vitesse et dispersion de vitesse relative du jet atomique poussée en fonction de l'intensité du faisceau optique pousseur — (b) et (c) spectres de temps de vol du jet atomique pour deux intensités du faisceau pousseur

En plus d'une vitesse instable, la baisse de l'intensité du faisceau pousseur s'accompagne d'une augmentation des ouvertures angulaires selon les deux axes x et y (fig. 3.23a). De plus, on retrouve le phénomène de seuil dans le nombre d'atomes extraits avec la même valeur d'intensité critique, comme le montre la figure 3.23b. Ces deux dernières remarques expliquent la baisse d'un ordre de grandeur de la brillance du faisceau atomique.

Il est donc impératif d'utiliser une puissance supérieure à 5 mW. Il pourrait être intéres-

sant d'expérimenter des intensités plus élevées afin de voir un éventuel autre seuil ou une « bascule » des qualités du faisceau atomique. Une solution pour augmenter l'intensité locale avec la même puissance disponible consisterait en l'emploi d'une lentille afin de collimater le faisceau optique sur une taille moindre. Cependant, la diminution de ce diamètre entrainerait une plus grande exigence du réglage du laser sur les atomes piégés.

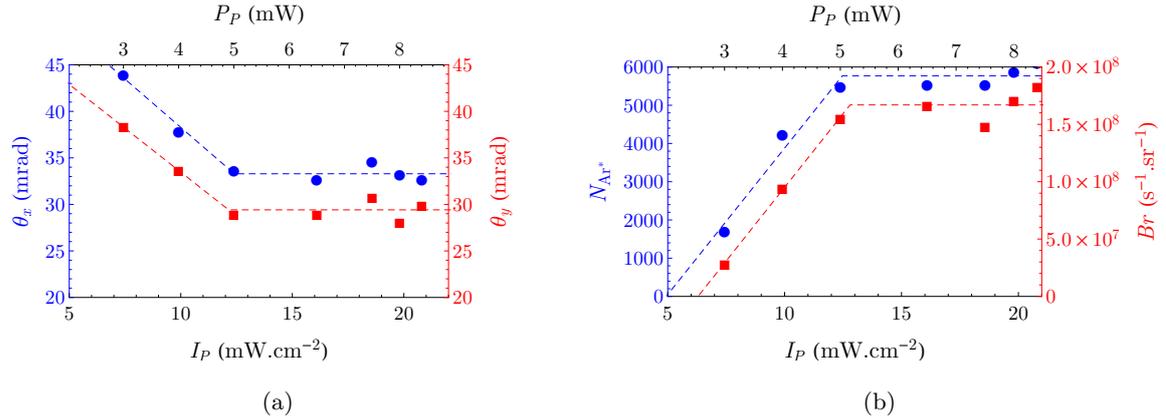


FIGURE 3.23 – (a) ouvertures angulaires selon les axes x et y , (b) nombre d' Ar^* extraits du MOT et brillance du jet atomique poussée en fonction de l'intensité du faisceau optique pousseur (les ronds bleus correspondent à l'échelle de gauche et les carrés rouges à celle de droite)

3.8.5 Temps de poussée

Il est naturel que la figure 3.24a montre que la vitesse croisse avec le temps de poussée (temps d'allumage du faisceau optique pousseur). Elle montre aussi que la dispersion de vitesse relative est optimale pour des temps de poussée courts, mais pas trop : un temps t_p compris entre 0,2 ms et 0,6 ms donne une valeur $\Delta v/v < 6\%$.

Le faisceau atomique est relativement bien centré selon l'axe horizontal x et le reste quelle que soit sa vitesse. Il n'en est pas de même pour la position verticale (selon y) comme le montre la figure 3.24b. À vitesses élevées (longs temps de poussée), la position converge vers la valeur $y_{\text{centre}} = -10$ mm ce qui s'explique par le fait qu'il est nécessaire d'excentrer le piège par rapport à l'axe du jet atomique incident (issu du ralentisseur Zeeman). Par ailleurs, la chute du faisceau atomique poussé s'explique par l'action de la gravité qui agit d'autant plus que la vitesse est faible.

La diminution de l'ouverture angulaire (selon les deux axes) avec un temps de poussée croissant est plus surprenante. En effet, la vitesse est liée au nombre n de photons absorbés. De plus, l'élargissement du faisceau atomique est principalement lié à la statistique du nombre de photons réémis, proportionnel à la racine carrée de ce nombre pour être plus précis. Mais, l'ouverture angulaire est aussi inversement proportionnelle à la vitesse v des atomes

afin de prendre en compte la distance entre la source et le détecteur : $\theta = 2\sqrt{n} v_{rec}/v$, où $v_{rec} = 1,2 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$) est la vitesse de recul. Le rapport \sqrt{n}/v est alors décroissant avec une vitesse qui augmente comme le montre la figure 3.24c.

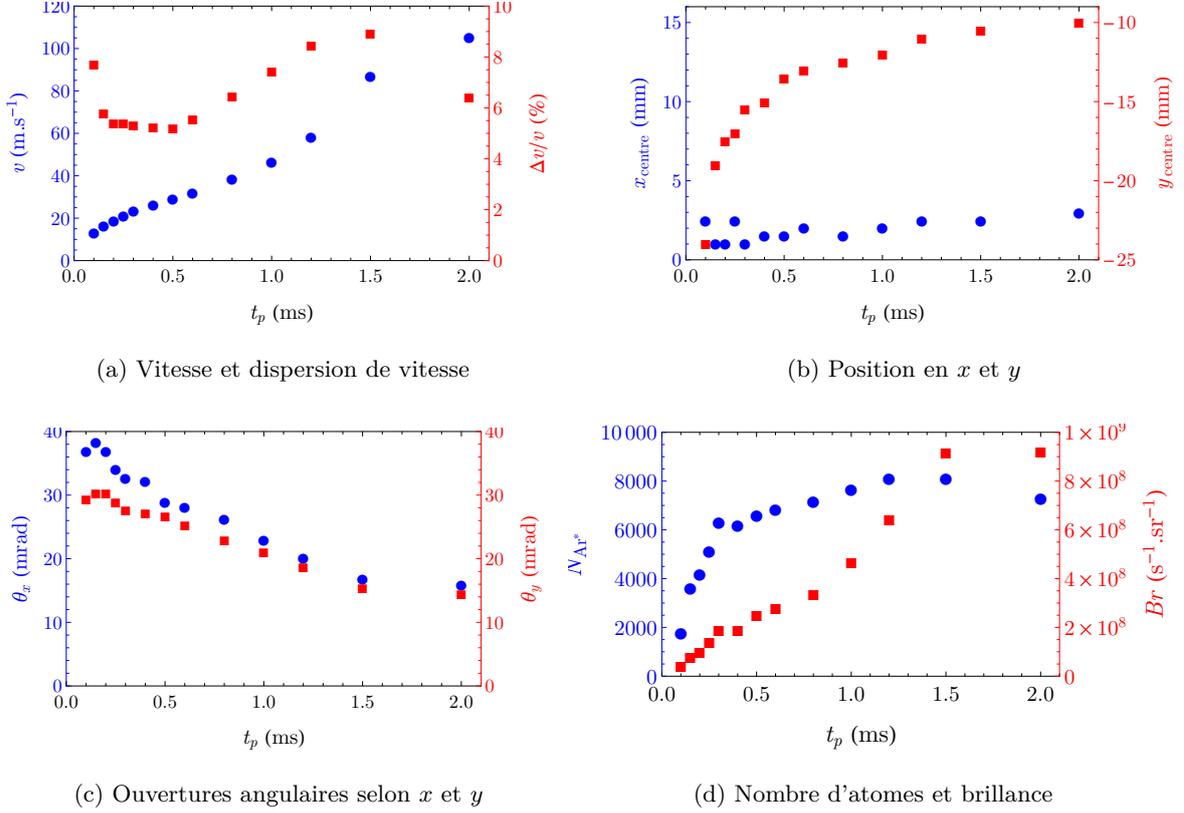


FIGURE 3.24 – Influence du temps de poussée sur les caractéristiques du faisceau atomique poussé (les ronds bleus correspondent à l'échelle de gauche et les carrés rouges à celle de droite)

Il est cohérent que le nombre d'atomes extraits croisse avec le temps de poussée (voir figure 3.24d) avec un maximum aux grandes vitesses, aux alentours de 8000 Ar* par poussée (1200 détectés par le DLD). Enfin, la réduction de l'ouverture angulaire avec l'augmentation du nombre d'atomes extraits donne des valeurs de brillance très élevées à « grande » vitesse ($\sim 100 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$), avec un ordre de grandeur supplémentaire par rapport aux vitesses les plus faibles ($\sim 10 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$).

3.8.6 Décalage en fréquence du faisceau optique pousseur

Le *detuning* intervient dans la force radiative comme l'inverse de son carré — cf. équation (1.1). On pourrait alors s'attendre à un comportement symétrique par rapport au décalage en fréquence nul. Cependant, il ne faut pas oublier l'effet Doppler qui diminue la fréquence vue par les atomes lorsque ceux-ci s'éloignent de la source optique. Ainsi, la force

augmente avec le déplacement des atomes lorsque le *detuning* est dans le bleu. Cela se traduit par une vitesse qui augmente avec le décalage en fréquence comme le montre la figure 3.25a et ce jusqu'à une valeur où la fréquence du faisceau optique est trop éloignée de la résonance pour agir efficacement dans le temps de poussée donné. Sur la même figure, on peut remarquer que la dispersion de vitesse relative évolue en sens inverse de la vitesse. Ce phénomène s'explique de la même manière que précédemment pour l'ouverture angulaire, à savoir que ces caractéristiques sont statistiquement liées au nombre de photons réémis et à la vitesse des atomes. D'ailleurs, selon la figure 3.25c, la variation de l'ouverture angulaire suit celle de la dispersion de vitesse.

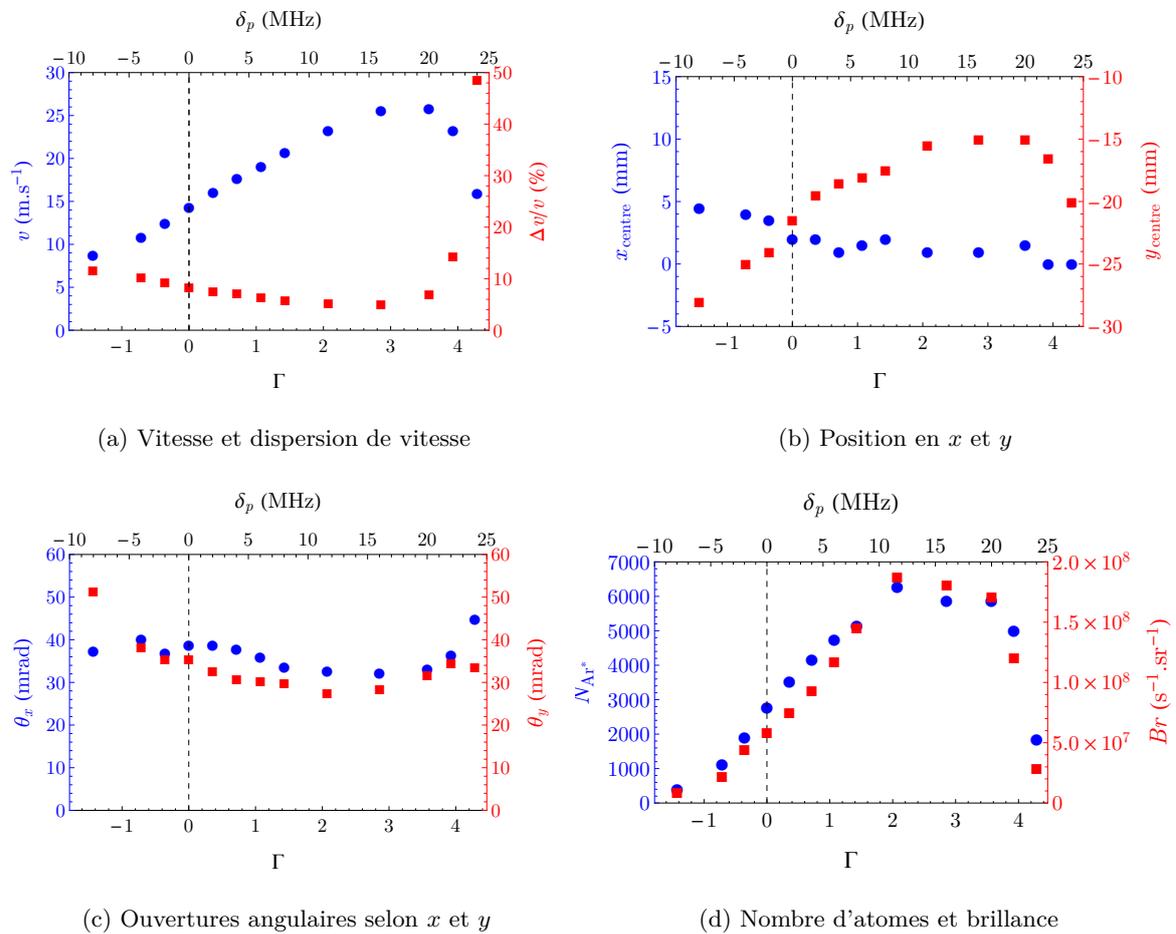


FIGURE 3.25 – Influence du décalage en fréquence du faisceau optique pousseur sur les caractéristiques du faisceau atomique (les ronds bleus correspondent à l'échelle de gauche et les carrés rouges à celle de droite)

La position verticale du faisceau décroît, là aussi, avec la vitesse (cf. fig. 3.25b). Par contre, la variation de la position horizontale s'explique plus difficilement. Cela est peut être dû à un alignement imparfait du faisceau optique par rapport à cet axe.

Enfin, le point le plus important est que l'efficacité en terme de nombre d'atomes poussés

est la plus élevée pour un *detuning* dans le bleu. La figure 3.25d donne une variation de la brillance qui suit celle du nombre d'Ar* qui traduit une faible variation de l'ouverture angulaire de faisceau atomique en fonction du décalage en fréquence (fig. 3.25c).

3.8.7 Caractérisation à vitesse constante

Nous venons de voir que le temps de poussée et le décalage en fréquence du faisceau pousseur agissent de façon similaire sur les caractéristiques du jet atomique. Il me semble donc important de savoir quel est le meilleur compromis entre ces deux paramètres. Pour cela, la série de mesures qui suit a été réalisée de manière à avoir une vitesse constante. La vitesse retenue est d'environ $20 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ ($t_{\text{TOF}} = 5,5 \text{ ms}$), cette classe de vitesse étant celle qui intéresse le groupe pour les expériences à venir, la longueur d'onde de de Broglie correspondante étant de $0,5 \text{ nm}$.

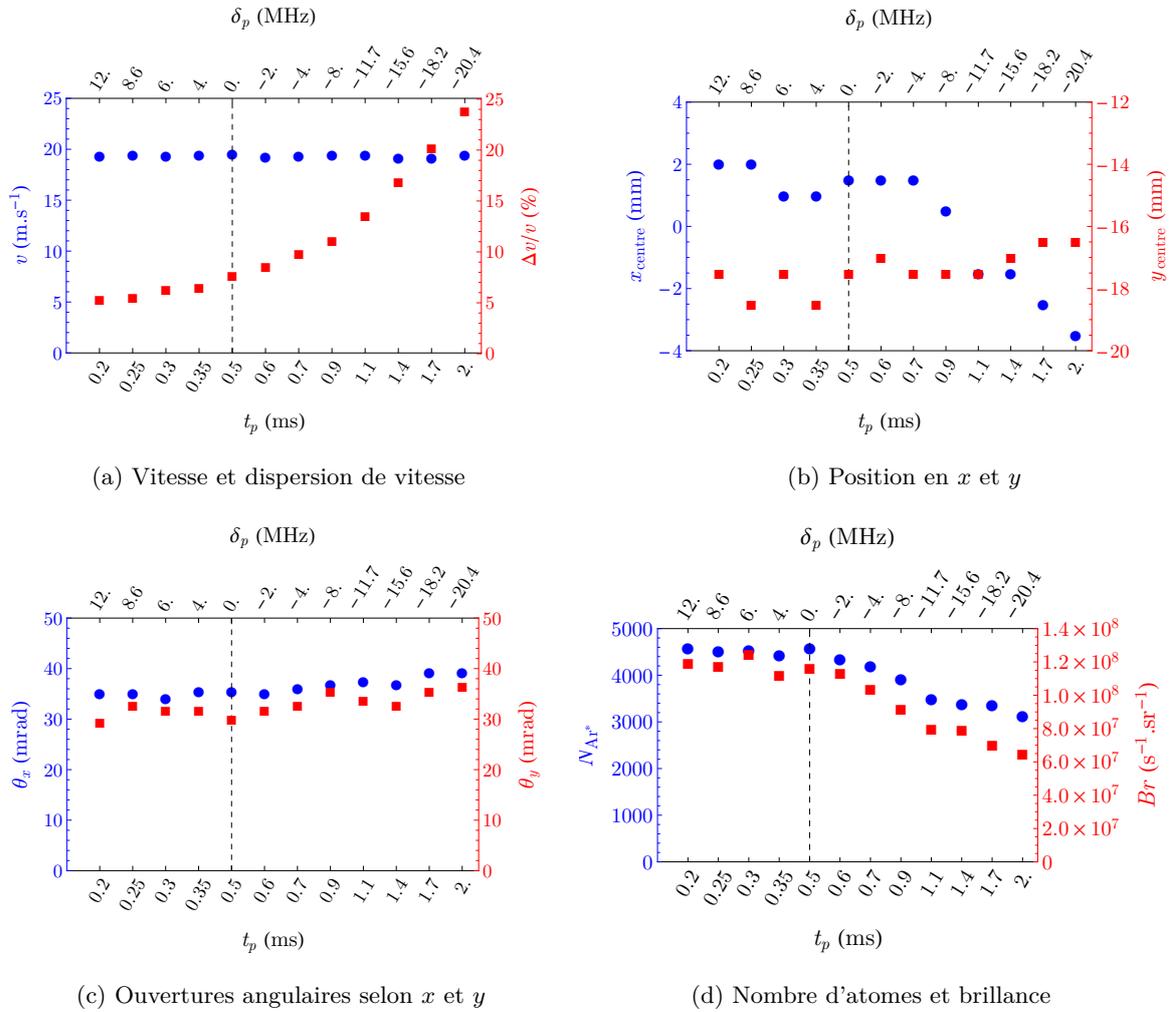


FIGURE 3.26 – Caractéristiques du faisceau atomique poussé à vitesse constante ($\sim 20 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$), en réglant le *detuning* et le temps de poussée (les ronds bleus correspondent à l'échelle de gauche et les carrés rouges à celle de droite)

Les courbes de la figure 3.26 sont classées par ordre croissant de temps de poussée et donc par ordre décroissant de *detuning*. Les décalages dans le bleu se trouvent alors sur la partie gauche de chaque courbe. La figure 3.26a montre clairement l'intérêt de régler le *detuning* dans le bleu afin d'obtenir la plus faible dispersion de vitesse relative qui est $\Delta v/v = 5,33\%$.

On n'observe plus de décalage vers le bas de la position du jet atomique (cf. figure 3.26b). Cela confirme que la déviation du jet précédemment observée est bien liée à la chute des atomes sous l'action de la gravité. La constance de l'ouverture angulaire observée en figure 3.26c montre là aussi la relation entre ce paramètre et la vitesse.

En plus de la dispersion de vitesse, un point important qui incite à l'utilisation d'un *detuning* positif réside dans l'efficacité d'extraction des atomes. En effet, entre l'utilisation d'un *detuning* dans le rouge comparé à un décalage dans le bleu, ce nombre est dégradé avec un facteur pouvant aller jusqu'à 1,5. L'invariance de l'ouverture angulaire induit un comportement parallèle entre nombre d'atomes et brillance qui atteint une valeur maximale de $1,25 \times 10^8 \text{ s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$

3.8.8 Temps d'extinction des faisceaux optiques du piège

Cette section a pour but d'étudier l'influence de la présence des faisceaux optiques du MOT sur le jet atomique poussé. Pour cela, on modifie le temps de coupure de ces faisceaux : t_{MOT} (cf. figure 3.11). La figure 3.27 donne la dispersion de vitesse et le déplacement du MOT selon l'axe x pour quatre configurations dont les paramètres sont donnés en tableau 3.5. Contre toute attente, le nombre d'atomes poussés ne varie pas en présence des faisceaux. Par contre, on observe une augmentation de la dispersion de vitesse relative (cf. figure 3.27a) qui induit une dégradation (jusqu'à quelques dizaines de pourcents) de la cohérence temporelle. Le paramètre le plus impacté correspond au déplacement latéral du piège, comme le montre la figure 3.27b. On peut y voir que le temps de poussée, le *detuning* du faisceau pousseur ainsi que le gradient influencent le déplacement du jet atomique. Cela s'explique par le fait que les faisceaux optiques du MOT ne sont pas parfaitement alignés entre-eux et avec le minimum de champ magnétique mais aussi par un déséquilibre des puissances optique de chaque axe.

Cas	t_p (ms)	δ (MHz)	v ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$)	$\partial_z B_z$ ($\text{G} \cdot \text{cm}^{-1}$)
1	0,3	11,6	22,8	-9,7 ($I = 50 \text{ A}$)
2	0,4	7,6	23,0	-9,7 ($I = 50 \text{ A}$)
3	0,3	11,6	23,3	-11,7 ($I = 60 \text{ A}$)
4	0,4	11,6	25,7	-9,7 ($I = 50 \text{ A}$)

TABLEAU 3.5 – Paramètres des différents cas d'étude de l'influence des faisceaux optiques du MOT sur le jet atomique poussé : temps de poussée ; *detuning* du faisceau pousseur ; vitesse correspondante et gradient axial du MOT

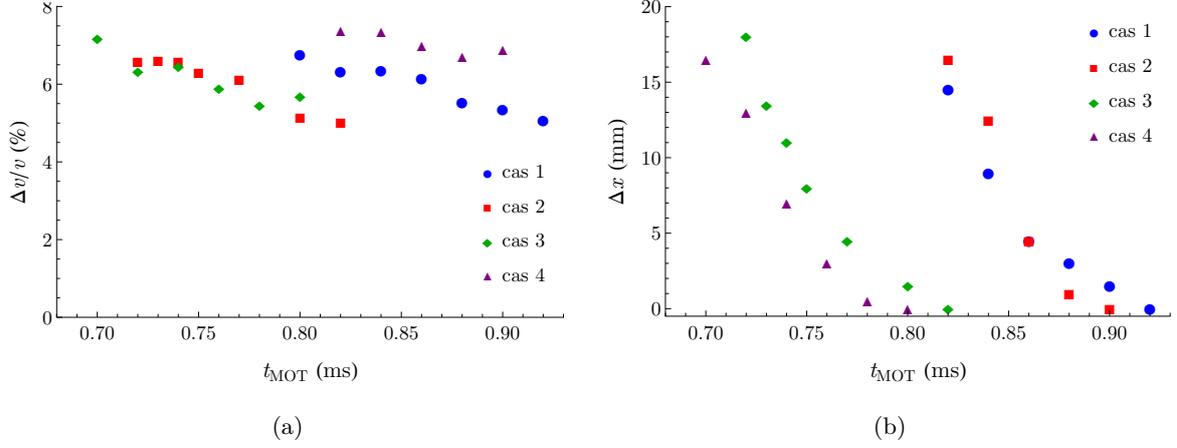


FIGURE 3.27 – (a) dispersion de vitesse et (b) déplacement latéral du jet atomique poussé (selon l'axe x) par les faisceaux optiques du MOT pour quatre configurations (cf. tableau 3.5 pour les détails)

Afin de comprendre les valeurs minimales de t_{MOT} où l'influence des faisceaux MOT est nulle, j'ai modélisé la poussée des atomes. Un modèle simple consiste en l'emploi de la force radiative qui représente le nombre de photons absorbés par seconde [92] :

$$\Gamma_{\text{sc}} = \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_{\text{sat}}}{1 + I/I_{\text{sat}} + (2\Delta/\Gamma)^2} \quad (3.19)$$

En supposant que le nombre de photons émis soit suffisant pour considérer une émission isotrope, l'absorption d'un photon se traduit par un gain de vitesse $v = \hbar k/m = 12,3 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$ et ceci à un intervalle de temps de $1/\Gamma_{\text{sc}}$. Ainsi, il est aisé de définir la position temporelle et spatiale d'un atome poussé pour chaque absorption et ainsi de reconstruire sa cinétique.

Afin d'être le plus précis, j'ai pris en compte l'effet Doppler et la présence du champ magnétique de MOT :

$$\Delta = 2\pi\delta + k v + \frac{g\mu_B B}{\hbar} \quad (3.20)$$

où δ est le *detuning* du faisceau pousseur (en hertz), $k = 2\pi/\lambda$ le nombre d'onde, μ_B le magnéton de Bohr, g le facteur de Landé (cf. figure 1.4) et B le champ magnétique. J'ai modélisé ce dernier à l'aide du programme *Mathematica*, développé par M. Gehm et M. Stenner [95], avec les paramètres suivants : deux bobines en configuration anti-Helmholtz formées chacune de 24 tours de rayon moyen 79 mm espacées de 110 mm.

J'ai aussi tenu compte de la divergence du faisceau pousseur :

$$I(z) = \frac{2P}{\pi w(z)} \quad \text{avec} \quad w = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z - z_0 + z_{\text{MOT}}}{z_R} \right)^2} \quad (3.21)$$

où $w_0 = 85,5 \mu\text{m}$ représente le *waist* du laser, $z_R = \pi w_0^2/\lambda$ sa distance de Rayleigh, z_0 sa

position du *waist* par rapport à la sortie du support de fibre et z_{MOT} la distance entre le support de fibre et la position du MOT (la position initiale du MOT représente l'origine des z dans mes calculs). Le résultat de cette simulation est donné en figure 3.28, où les résultats expérimentaux ont aussi été reportés.

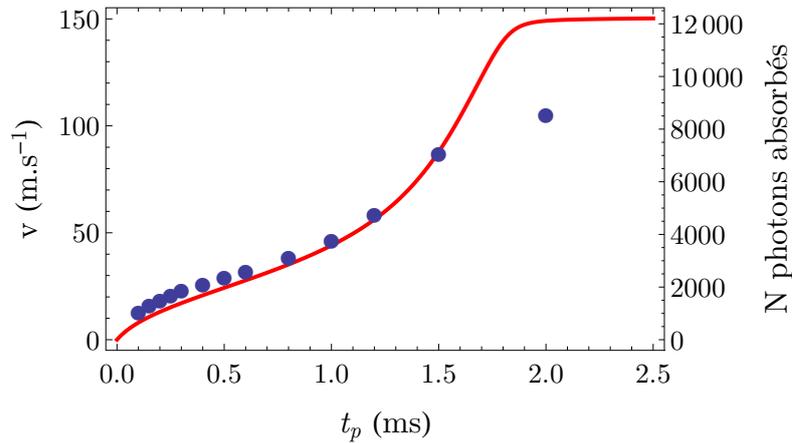


FIGURE 3.28 – Modélisation de la vitesse des atomes en fonction du temps de poussée laser (les points bleus représentent les valeurs expérimentales)

Malgré la simplicité du modèle, la concordance aux temps qui nous intéressent ($t_p < 1$ ms) est plus que satisfaisant. Les écarts aux plus grands temps de poussée peuvent s'expliquer par les modélisations trop idéales du champ magnétique et du faisceau optique. Cela nous a aussi permis de comprendre l'intérêt de l'emploi d'un *detuning* du faisceau pousseur vers le bleu, ce qui ne représente pas une configuration habituelle. Nous pouvons donc déduire la distance parcourue par les atomes après un temps correspondant au t_{MOT} minimum pour ne pas voir de déplacement du faisceau poussé (voir figure 3.27), sachant qu'après le temps t_p les atomes sont en vol libre. Les résultats sont résumés dans le tableau 3.6 et on peut voir que la distance parcourue est à chaque fois supérieure à 10 mm, ce qui correspond au rayon des faisceaux optiques du MOT.

Cas	t_{MOT} minimum (ms)	distance parcourue (mm)
1	0,92	12,7
2	0,9	16,8
3	0,82	11,2
4	0,8	12,3

TABLEAU 3.6 – Paramètres des différents cas d'étude de l'influence des faisceaux optiques du MOT sur le jet atomique poussé : temps de poussée; *detuning* du faisceau pousseur; vitesse correspondante et gradient axial du MOT

De plus, nous pouvons voir que le choix d'un temps t_{MOT} de 1 ms garantit l'absence d'interaction des faisceaux du MOT sur le jet atomique. Afin d'augmenter la brillance, la période de répétition peut être diminuée au temps de vol t_{TOF} auquel on ajoute une demie largeur de pic de TOF, Δt_{TOF} (cf. section 3.8.1). Par exemple, pour une vitesse de $20 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, identique à la section 3.8.7, nous aurions $T_{\text{rep}} = 55 (1 + 3,5/100) = 57 \text{ ms}$. Ainsi, un facteur 4,31 est obtenue sur le taux de répétition et donc potentiellement sur la brillance. Avec une coupure des faisceaux MOT de 1 ms, le temps de chargement du MOT est alors de 56 ms, ce qui correspond à un taux de chargement $\tau_c = 85,2 \%$ (cf. figure 3.15b). Au final, la brillance obtenue peut être multipliée par 3,66 pour atteindre la valeur en pulsé de $4,7 \times 10^8 \text{ s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$.

3.8.9 Comparaison avec le faisceau atomique issu du ralentisseur Zeeman

Les caractéristiques de dispersion de vitesse et d'ouverture angulaire précédemment présentées sont très bonnes en soi. Je veux cependant les mettre encore plus en valeur en comparant le jet issu du MOT avec celui en sortie de ralentisseur Zeeman. En faisant le lien avec le chapitre 1, je vais ainsi démontrer la pertinence de notre choix quant à la réalisation du faisceau atomique issu d'un MOT. Pour cela, il a fallu que je trouve des données avec des vitesses communes aux deux techniques. Or, de par la divergence du faisceau, nous n'avions pu faire de mesure à vitesse faible dans le cas du ralentissement Zeeman. Cependant, j'ai pu en trouver deux : $90 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ et $32 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. La figure 3.29 montre les images 2D et les spectres de temps de vol pour chaque cas. Les images peuvent être comparées puisque la distance entre la sortie du ralentisseur et le DLD équivaut à la distance MOT-DLD. Dans le cas du ralentissement Zeeman, les zones d'ombres (décrits en section 1.6.3) empêchent la mesure du nombre d'atomes ralentis et donc toutes comparaisons de brillances avec le jet poussé.

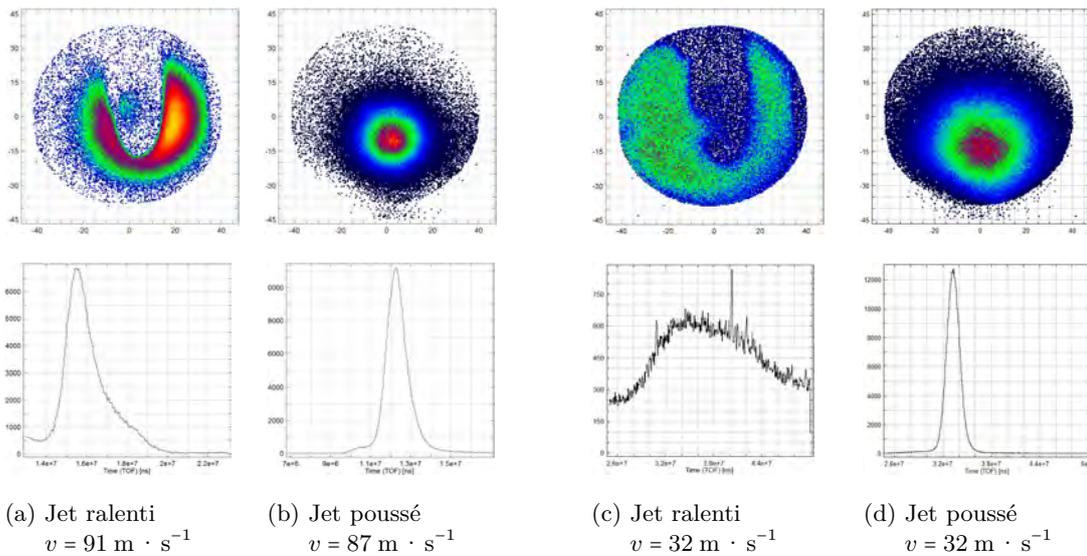


FIGURE 3.29 – Comparaison entre jets atomiques ralentis et poussés

3.8.10 Jet atomique continu

Nous avons vu à la section 3.7.2 que seuls 13 % des atomes piégés sont poussés. Cela signifie qu'un grand nombre d'atomes peuvent servir de « réservoir à atomes » pour un jet poussé en continu. Effectivement, il est possible d'obtenir un tel jet comme le montre la figure 3.30. Celle-ci montre que le décalage en fréquence du faisceau pousseur influence la forme et la position du jet poussé. Bien qu'il n'est pas possible de caractériser la vitesse des atomes, cette dernière peut expliquer les phénomènes observés. Je base ma démarche par le fait que nous avons vu à la section 3.8.6 que la vitesse des atomes en jet pulsé croît lorsque le *detuning* augmente dans le bleu. De plus, la forme circulaire de la figure 3.30c est caractéristique d'atomes « rapides ». La variation de la position du centre du jet provient probablement de forces exercées par le MOT (faisceaux optiques et champ magnétique). Il est aussi possible d'incriminer un alignement imparfait du faisceau optique pousseur, qui n'a que peu d'influence en jet pulsé, de par les temps de poussée courts ($t_p \sim 0,5$ ms).

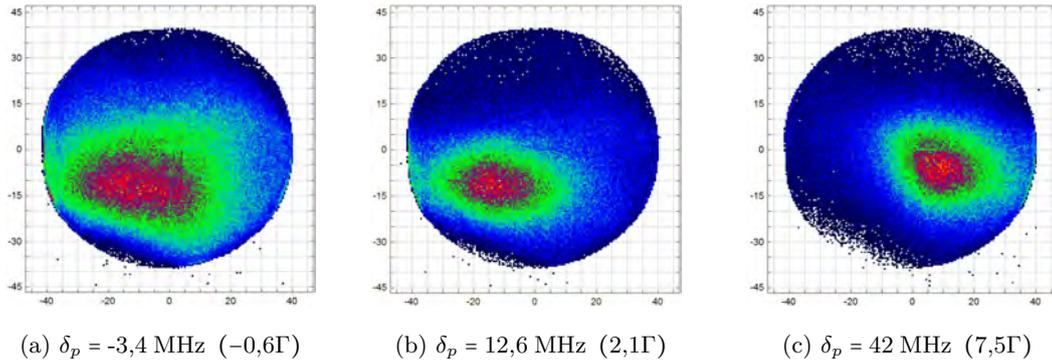


FIGURE 3.30 – Images 2D du jet atomique poussé en continu pour différents décalages en fréquence du faisceau pousseur

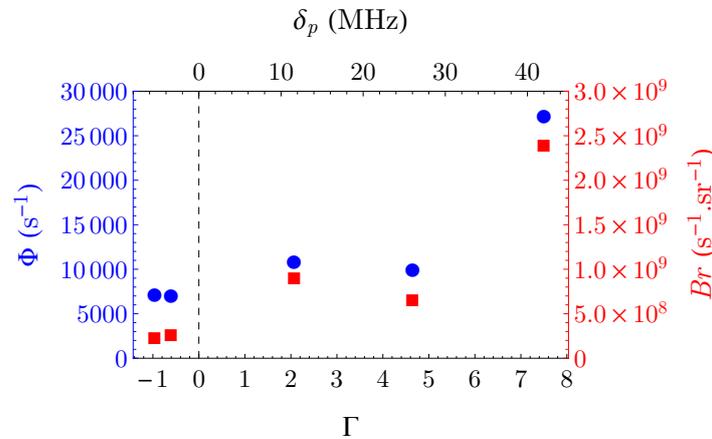


FIGURE 3.31 – Flux et brillance du jet atomique poussé en continu pour différents décalage en fréquence du faisceau pousseur

En continu, l'intérêt réside dans le flux d'atomes et la brillance qu'il est possible d'obtenir. Ces deux paramètres sont donnés en figure 3.31 pour différents *detuning* du faisceau pousseur. Je n'ai pu effectuer des mesures au-delà de 8Γ car le flux devient critique vis-à-vis du détecteur. Cependant, à $7,5\Gamma$, un taux de 68,2 % d'atomes est extrait du MOT pour atteindre une brillance de $2,5 \times 10^9 \text{ s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$. Un facteur cinq est gagné par rapport au jet pulsé mais au prix d'une indétermination de la vitesse qui semble, je le rappelle, être plus élevée en continu.

3.9 Perspectives

Bien que les caractéristiques du jet poussé soient plus que satisfaisantes, il est toujours possible de les améliorer. Si on regarde ce qu'il se passe du côté du flux au niveau des objets d'intérêts du groupe (et ils sont nombreux). Pour une vitesse de $20 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, il est possible d'extraire plus de 4500 atomes par poussée avec une divergence FWHM de 35 mrad. Les objets d'intérêts seront situés à environ 40 cm de la source. Avec un taux de répétition de 17 Hz ($T_{\text{rep}} = 58,8 \text{ ms}$), on obtient une densité de flux de $497 \text{ Ar}^* \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{mm}^{-2}$. Malheureusement, le détecteur a une efficacité de détection de 15 %, ce qui donne une densité de flux mesurable de $74,5 \text{ Ar}^* \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{mm}^{-2}$. Enfin, la zone d'interaction entre les atomes et les objets dépend de ces derniers, par exemple :

- pour un réseau en transmission, la surface est typiquement de $5 \times 5 \text{ mm}^2$, le flux utile détectable est alors de $1,9 \times 10^3 \text{ Ar}^* \cdot \text{s}^{-1}$;
- dans le cas de champs magnétiques comobiles, cette surface est de $0,8 \times 1 \text{ cm}^2$ (voir section 4.4), le flux s'élève à $6 \times 10^3 \text{ Ar}^* \cdot \text{s}^{-1}$;
- si on veut interagir avec le champ évanescent d'un cristal photonique, le flux chute à $74,5 \times 10^{-6} \text{ Ar}^* \cdot \text{s}^{-1}$ pour une surface utile d'interaction de l'ordre du micromètre carré, soit un atome toutes les quatre heures.

À travers ces calculs, on réalise bien que la notion de « bonne » caractéristique demeure toute relative. Je conclus donc ce chapitre par quelques pistes d'amélioration du dispositif expérimental. Le nombre d'atomes piégés et donc potentiellement le nombre poussés peuvent être augmentés par un meilleur vide dans l'enceinte où réside le MOT. Il faudrait, avant le ralentisseur Zeeman, séparer spatialement les atomes $\text{Ar}^* \text{ } ^3\text{P}_2$ du jet supersonique (par poussée optique par exemple). Il pourrait aussi être intéressant de pouvoir déterminer la vitesse des atomes en jet continu afin de voir si la classe de vitesse est intéressante. Ainsi, au moins un ordre de grandeur sur le flux pourrait être gagné. Il faudrait pour cela installer un système de hachage dans l'enceinte d'expériences afin d'obtenir un spectre de temps de vol. Un autre moyen, et sûrement le plus simple à mettre en place, pour augmenter la densité du jet atomique poussé est de réaliser une collimation 1D ou 2D du jet poussé, à l'aide d'une mélasse optique par exemple.

Interférométrie et optique atomique

Dans ce chapitre, je propose d’aborder différents aspects d’interférométrie et d’optique atomiques. Tout d’abord, je vais définir le rayon de cohérence de la nouvelle source atomique du groupe présentée au chapitre précédent. Puis, je m’intéresse à l’anisotropie des interactions atome-surface. Je conclus ce chapitre par les potentiels comobiles et leurs applications potentielles.

4.1 Rayon de cohérence

Prenons un faisceau atomique qui passe à travers deux fentes d’Young, de manière à obtenir une figure de diffraction. Le rayon de cohérence d’un faisceau atomique correspond à la demi distance qui sépare les deux fentes lorsque le contraste des franges d’interférence obtenu en sortie de celle-ci est inférieur à une valeur donnée (généralement 50 % ou à $1/e$). Je vais pour cela utiliser la caractérisation de notre jet atomique, effectuée au chapitre 3. En effet, la faible divergence a pour conséquence d’augmenter le contraste et donc le rayon de cohérence.

La source atomique est un nuage d’Ar* qui présente une distribution spatiale gaussienne dont la densité vaut :

$$\rho_d(r) = \frac{1}{\sigma_d \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma_d^2}\right) \quad (4.1)$$

où l’écart-type est relié au diamètre FWHM par $d = 2\sqrt{2\ln 2} \sigma_d$. Avec $d = 101 \mu\text{m}$ (voir section 3.7.1), on obtient $\sigma_d = 42,9 \mu\text{m}$. Le jet atomique poussé est caractérisé par une distribution angulaire, aussi gaussienne :

$$\rho_\theta(\varphi) = \frac{1}{\sigma_\theta \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{\varphi^2}{2\sigma_\theta^2}\right) \quad (4.2)$$

La distribution de vitesse du jet se traduit dans mes calculs par une distribution dans l’espace

des nombres d'onde qui est une gaussienne non centrée en zéro mais en $k_0 = mv_0/\hbar$ où v_0 est la vitesse moyenne du jet poussé. Il en vient que :

$$\rho_k(k) = \frac{1}{\sigma_k \sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(k - k_0)^2}{2\sigma_k^2}\right] \quad (4.3)$$

On considère deux fentes orientées selon l'axe x , espacées de a par rapport à l'axe du jet (axe z) et distantes de d par rapport au centre du MOT (voir figure 4.1). Ce dernier étant l'origine du repère, les centres des fentes, notées 1 et 2, ont donc pour coordonnées $(\pm a, 0, d)$.

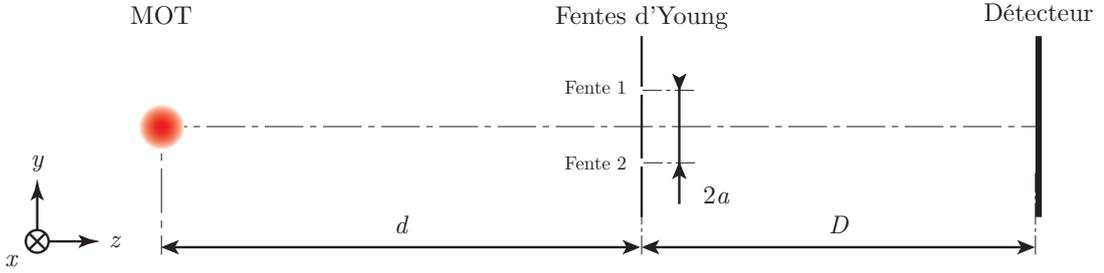


FIGURE 4.1 – Schéma de principe pour déterminer le profil d'un faisceau gaussien

Dans notre cas, d correspond à la distance entre la position du MOT et l'endroit où nous allons disposer notre objet de phase (réseau par exemple), ce qui nous donne $d = 640$ mm. Or cette distance est très grande devant le diamètre du MOT ($d_{MOT} = 101$ μm), il est donc raisonnable de supposer que c'est une onde quasi-plane qui arrive au niveau des fentes. À l'aide de cette approximation, l'amplitude de l'onde au niveau des fentes provenant d'un atome issu du MOT situé initialement en position (x_s, y_s, z_s) vaut alors :

$$A_{1,2} = \sqrt{\rho_d \left(\sqrt{x_s^2 + y_s^2 + z_s^2} \right)} \rho_\theta \left(\frac{\pm a - y_s}{d - z_s} \right) \rho_k(k) \exp\left(i k \sqrt{(d - z_s)^2 + (\pm a - y_s)^2} \right) \quad (4.4)$$

L'amplitude diffusée par chaque fente et reçue en un point y du détecteur, vaut :

$$B_{1,2}(y) = A_{1,2} \exp\left(i k \sqrt{D^2 + (\pm a - y)^2} \right) \quad (4.5)$$

L'intensité de la figure d'interférence pour des trous écartés de $2a$ est alors donnée par :

$$I(y, a) = \iiint |B_1(y) + B_2(y)|^2 dx_s dy_s dz_s dk \quad (4.6)$$

Or, le rayon de cohérence reste petit devant la taille du MOT, le numérateur du deuxième terme de l'équation (4.4) peut être simplifié : $\pm a - y_s \approx -y_s$. En effet, avec $a \leq 5$ μm et pour y_s et z_s compris dans l'intervalle $[-5\sigma_r, 5\sigma_r]$, j'ai calculé une erreur relative sur l'amplitude

de la distribution angulaire inférieure à 40 ppm. De plus, si nous faisons les approximations habituelles, à savoir $d \gg a$, $d \gg y_s$, $D \gg a$ et $D \gg y$ ($D = 430$ mm dans notre expérience), on démontre alors qu'il est possible d'écrire l'équation 4.6 de la manière suivante :

$$I(y, a) = 2I_0 \left\{ 1 + \left| \int \gamma_k(a, k) \exp\left(-\frac{2ikya}{D}\right) dk \right| \right\} \quad (4.7)$$

où I_0 est l'intensité de la source étendue (MOT) à travers une fente et γ_k le degré complexe de cohérence spatiale pour un nombre d'onde k donné. En se plaçant sur l'axe ($y = 0$), on obtient alors :

$$I(0, a) = 2I_0 (1 + |\gamma(a)|) \quad (4.8)$$

avec γ le degré complexe de cohérence spatiale de la source définie par :

$$\gamma(a) = \iiint \rho_d(\sqrt{x_s^2 + y_s^2 + z_s^2}) \rho_\theta^2\left(\frac{-y_s}{d - z_s}\right) \rho_k^2(k) \exp\left(-\frac{2ikay_s}{d - z_s}\right) dx_s dy_s dz_s dk \quad (4.9)$$

On retrouve alors la forme du théorème de van Cittert-Zernik. Le contraste est directement relié au degré de cohérence puisque : $C(a) = |\gamma(a)|$. La figure 4.2 représente le contraste de la figure d'interférence, dans les conditions expérimentales, pour trois vitesses en fonction de la distance inter-fentes. Le tableau 4.1 résume, pour ces mêmes vitesses, les différentes caractéristiques du jet atomique poussé et le rayon de cohérence pour un contraste de 50 % puis de $1/e \approx 37$ %. Les approximations qui permettent de trouver l'équation (4.9) sont entièrement valides puisqu'un calcul avec les formes exactes de $B_{1,2}$ donne une erreur relative du contraste inférieur à 10^{-7} (pour $C \geq 10$ %). Les résultats montrent, encore une fois, l'intérêt d'utiliser des vitesses les plus lentes possibles.

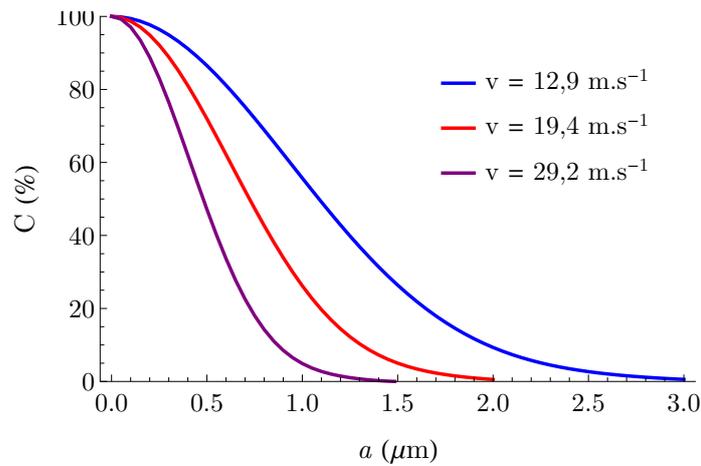


FIGURE 4.2 – Contrastes de la figure d'interférence issu de la diffraction du jet atomique par deux fentes distantes de $2a$, pour trois vitesses

$V \text{ (m} \cdot \text{s}^{-1}\text{)}$	$\Delta V/V \text{ (\%)}$	$\theta \text{ (mrad)}$	$r \text{ (nm) à } C = 50 \%$	$r \text{ (nm) à } C = 1/e$
12,9	7,72	37	1087	1302
19,4	6,25	35	724	866
29,2	5,19	29	480	575

TABLEAU 4.1 – Rayons de cohérence r du jet atomique poussé pour trois vitesses et leurs paramètres associés

4.2 Interactions atome-surface

4.2.1 Potentiels atome-surface anisotropes

Dans le cas d'une interaction dipolaire ($-\vec{D} \cdot \vec{E}$ avec \vec{D} l'opérateur dipôle électrique de l'atome et \vec{E} le champ électromagnétique), la variation d'énergie d'un atome à l'état fondamental, ou dans un état métastable, peut être mise sous la forme d'une intégrale de fréquences imaginaires ξ [26, 27]¹ :

$$\delta E_0 = -\frac{\hbar}{2\pi} \int_0^\infty G_{\alpha\beta}(\vec{r}_0, \vec{r}_0; i\xi) \alpha_{\alpha\beta}^0(i\xi) d\xi \quad (4.10)$$

où \vec{r}_0 est la position de l'atome, $G_{\alpha\beta}$ et $\alpha_{\alpha\beta}$ sont les fonctions de corrélations respectives du champ et du dipôle atomique. Les indices α et β représentent les composantes cartésiennes. Par la suite, l'axe z représente la normale à la surface, les axes x et y sont donc les composantes parallèles à cette surface. Pour un conducteur parfait, la fonction de corrélation du champ induit par la surface est une matrice diagonale dont les composantes sont ($\sigma = 2\xi z/c$) :

$$\begin{cases} G_{xx} = G_{yy} = \frac{(1 + \sigma + \sigma^2) e^{-\sigma}}{8z^3} \\ G_{zz} = \frac{(1 + \sigma) e^{-\sigma}}{4z^3} \\ G_{\alpha\beta} = 0 \quad \text{pour } \alpha \neq \beta \end{cases} \quad (4.11)$$

La fonction de corrélation dipolaire électrique d'un atome à l'état fondamental (ou métastable) est donnée par :

$$\alpha_{\alpha\beta}(i\xi) = \frac{2}{\hbar} \sum_n \frac{\omega_{0n}}{\omega_{0n}^2 + \xi^2} d_\alpha^{0n} d_\beta^{0n} \quad (4.12)$$

avec $d_\alpha^{0n} = \langle 0 | D_\alpha | n \rangle$ est la composante du dipôle électrique selon l'axe α et ω_{0n} la pulsation de la transition $0-n$. La matrice G étant diagonale, seuls les éléments diagonaux de la matrice

1. Dans cette section, les énergies et potentiels sont exprimés en unités atomiques, où $\frac{1}{4\pi\epsilon_0} = 1$

α interviendront dans l'équation (4.10), celle-ci vaut alors :

$$\begin{aligned} \delta E_0 = & -\frac{1}{8\pi z^3} \sum_n |d_{\parallel}^{0n}|^2 \int_0^{\infty} \frac{\omega_{0n}}{\omega_{0n}^2 + \xi^2} (1 + \sigma + \sigma^2) e^{-\sigma} d\xi \\ & -\frac{1}{4\pi z^3} \sum_n |d_z^{0n}|^2 \int_0^{\infty} \frac{\omega_{0n}}{\omega_{0n}^2 + \xi^2} (1 + \sigma) e^{-\sigma} d\xi \end{aligned} \quad (4.13)$$

où $|d_{\parallel}^{0n}|^2 = |d_x^{0n}|^2 + |d_y^{0n}|^2$. En posant $z_n = 2\omega_{0n}z/c = 4\pi z/\lambda_{0n}$ et en effectuant le changement de variable $\zeta = \xi/\omega_{0n}$, l'équation (4.13) devient :

$$\begin{aligned} \delta E_0 = & -\frac{1}{8\pi z^3} \sum_n |d_{\parallel}^{0n}|^2 \int_0^{\infty} \frac{1 + z_n \zeta + z_n^2 \zeta^2}{1 + \zeta^2} e^{-z_n \zeta} d\zeta \\ & -\frac{1}{4\pi z^3} \sum_n |d_z^{0n}|^2 \int_0^{\infty} \frac{1 + z_n \zeta}{1 + \zeta^2} e^{-z_n \zeta} d\zeta \end{aligned} \quad (4.14)$$

Cette équation a pour solution :

$$\begin{aligned} \delta E_0 = & -\frac{1}{8\pi z^3} \sum_n |d_{\parallel}^{0n}|^2 \left\{ z_n + \text{Ci}(z_n) \left[(1 - z_n^2) \sin(z_n) - z_n \cos(z_n) \right] \right. \\ & \left. - \left[\text{Si}(z_n) - \frac{\pi}{2} \right] \left[(1 - z_n^2) \cos(z_n) + z_n \sin(z_n) \right] \right\} \\ & -\frac{1}{4\pi z^3} \sum_n |d_z^{0n}|^2 \left\{ \text{Ci}(z_n) \left[\sin(z_n) - z_n \cos(z_n) \right] \right. \\ & \left. - \left[\text{Si}(z_n) - \frac{\pi}{2} \right] \left[\cos(z_n) + z_n \sin(z_n) \right] \right\} \end{aligned} \quad (4.15)$$

où les fonctions sinus et cosinus intégral sont respectivement définies par :

$$\text{Si}(t) = \int_0^t \frac{\sin u}{u} du \quad (4.16)$$

$$\text{Ci}(t) = -\int_t^{\infty} \frac{\cos u}{u} du \quad (4.17)$$

Il est alors possible d'utiliser les fonctions spéciales f et g , définies dans [96, p. 232] :

$$f(t) = \text{Ci}(t) \sin(t) - \left[\text{Si}(t) - \frac{\pi}{2} \right] \cos(t) \quad (4.18)$$

$$g(t) = -\text{Ci}(t) \cos(t) - \left[\text{Si}(t) - \frac{\pi}{2} \right] \sin(t) \quad (4.19)$$

L'équation (4.15) s'écrit alors :

$$\delta E_0 = -\frac{1}{8\pi z^3} \sum_n |d_{\parallel}^{0n}|^2 \left[z_n + (1 - z_n^2) f(z_n) + z_n g(z_n) \right] - \frac{1}{4\pi z^3} \sum_n |d_z^{0n}|^2 [f(z_n) + z_n g(z_n)] \quad (4.20)$$

La partie scalaire est associée à un moment dipolaire isotrope. Or, nous avons :

$$|d^{0n}|^2 = |d_x^{0n}|^2 + |d_y^{0n}|^2 + |d_z^{0n}|^2 \quad (4.21)$$

Dans ce cas, nous obtenons :

$$|d_{\parallel}^{0n}|^2 = \frac{2}{3}|d^{0n}|^2 \quad \text{et} \quad |d_z^{0n}|^2 = \frac{1}{3}|d^{0n}|^2 \quad (4.22)$$

La variation d'énergie due à l'interaction dipolaire vaut donc :

$$\delta E_{0S} = -\frac{1}{12\pi z^3} \sum_n |d^{0n}|^2 \left[z_n + (2 - z_n^2) f(z_n) + 2z_n g(z_n) \right] \quad (4.23)$$

La partie quadrupolaire se déduit de l'étude précédente grâce à la relation suivante :

$$\delta E_{0Q} = \delta E_0 - \delta E_{0S} \quad (4.24)$$

À l'aide des relations (4.20), (4.22) et (4.23), il vient :

$$\begin{aligned} \delta E_{0Q} = & -\frac{1}{8\pi z^3} \sum_n \left(|d_{\parallel}^{0n}|^2 - \frac{2}{3}|d^{0n}|^2 \right) \left[z_n + (1 - z_n^2) f(z_n) + z_n g(z_n) \right] \\ & - \frac{1}{4\pi z^3} \sum_n \left(|d_z^{0n}|^2 - \frac{1}{3}|d^{0n}|^2 \right) \left[f(z_n) + z_n g(z_n) \right] \end{aligned} \quad (4.25)$$

En développant les termes $|d_{\parallel}^{0n}|^2$ et $|d_z^{0n}|^2$, on démontre aisément que :

$$\delta E_{0Q} = -\frac{1}{8\pi z^3} \sum_n \left(|d_z^{0n}|^2 - \frac{|d^{0n}|^2}{3} \right) \left[-z_n + (1 + z_n^2) f(z_n) + z_n g(z_n) \right] \quad (4.26)$$

Les constantes de van der Waals scalaire et dipolaire sont respectivement définies par :

$$C_3 = \frac{\sum_n |d^{0n}|^2}{12} \quad \text{et} \quad \eta = \sum_n \left(|d_z^{0n}|^2 - \frac{|d^{0n}|^2}{3} \right) \quad (4.27)$$

Les décalages en énergie subis par un atome à une distance z d'une surface s'écrivent alors :

$$\begin{aligned} \delta E_{0S}^{\text{WS}} &= -\frac{C_3}{\pi z^3} \left[z_n + (2 - z_n^2) f(z_n) + 2z_n g(z_n) \right] \\ \delta E_{0Q}^{\text{WS}} &= -\frac{\eta}{8\pi z^3} \left[-z_n + (1 + z_n^2) f(z_n) + z_n g(z_n) \right] \end{aligned} \quad (4.28)$$

où $z_n = 2\omega_{on}z/c = 4\pi z/\lambda_{on}$ et l'exposant WS indique l'emploi de calculs suivant les travaux de Wylie et Sype [27]. En figure 4.3, ces variations d'énergies sont comparées à celles provoquées

par une interaction de type van der Waals « pur » :

$$\delta E_{0S}^{\text{vdW}} = -\frac{C_3}{z^3} \quad \text{et} \quad \delta E_{0S}^{\text{vdW}} = -\frac{\eta}{16z^3} \quad (4.29)$$

et cela, dans le cas de l'argon pour lequel $C_3 = 2$ ua et $\eta = -0,15$ ua [7] (pour un conducteur parfait). On peut y voir le très bon accord aux distances les plus courtes alors que les courbes divergent lorsque z augmente, traduisant ainsi la différence du régime non retardé (van der Waals « pur ») avec le régime retardé (pris en compte dans le calcul présenté).

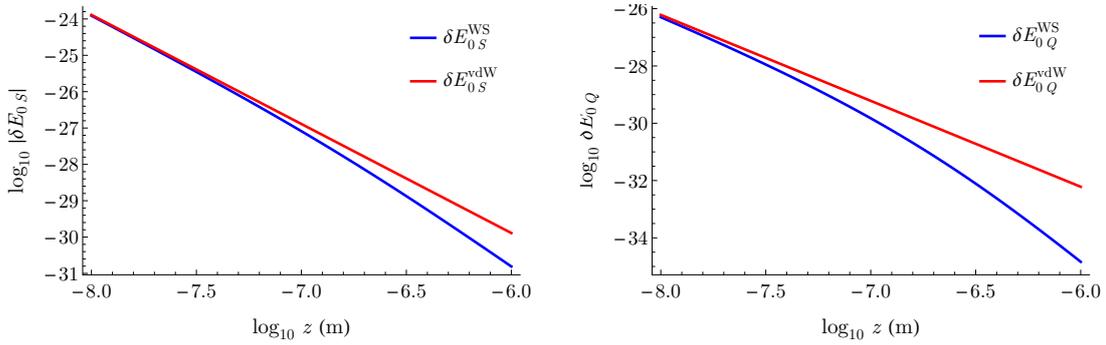


FIGURE 4.3 – Variations d'énergie subies par un atome à une distance z d'une surface pour les composantes (gauche) scalaire et (droite) quadrupolaire — deux approches sont comparées : van der Waals « pur » (δE^{vdW}) et par un calcul d'électrodynamique quantique (δE^{WS})

4.2.2 Transitions inélastiques

La composante non scalaire de l'interaction atome-surface induit des processus de diffusion inélastique. Il est alors possible de détecter ce phénomène en utilisant un processus exo-énergétique, appelé transition van der Waals-Zeeman. Celui-ci apparait en présence d'un champ magnétique présentant un angle non nul par rapport à la normale à la surface [4, 6]. Dans le cas de l'utilisation d'un jet atomique, les phénomènes attendus se déroulent à quelques nanomètres de la surface (5 nm voir moins [5]). Il est donc nécessaire de faire une sélection fine de la distance entre atomes et surface, ce que permet l'emploi de faisceaux atomiques type Michelangelo [30]². Dans cet article, il est montré que le profil transverse du paquet d'ondes est gaussien et que sa largeur δz dépend de l'intensité laser de l'onde stationnaire I selon une loi en $I^{-1/4}$. En utilisant la transition ouverte $^3P_2 \leftrightarrow ^3D_2$ à 801,5 nm (voir figure 1.4) et avec une intensité $I = 240 \text{ mW} \cdot \text{cm}^{-2}$, la largeur sera $\delta z = 12 \text{ nm}$ [97]. Sous de telles conditions, la fréquence Rabi est $\Omega = 6,91 \Gamma$, où Γ est la largeur naturelle de la transition.

2. Un jet d'atomes métastables passe à travers une onde lumineuse stationnaire dont la longueur d'onde correspond à une transition ouverte de l'état excité. Ainsi, seuls les atomes passant au niveau des nœuds de cette onde stationnaire restent dans leur état métastable. Un faisceau atomique type Michelangelo est donc constitué d'une série de « tranches » fines.

L'étude qui suit considère des atomes d'argon ayant une vitesse de $v = 20 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ et interagissant avec une surface en or (conducteur parfait) sur une longueur $\Delta x = 400 \text{ nm}$ (x étant l'axe de propagation des atomes). La longueur d'onde de de Broglie est alors assez petite ($\lambda_{db} = 0,5 \text{ nm}$) en comparaison des distances caractéristiques de l'expérience pour qu'une approche semi-classique soit valide. Plus précisément, le déplacement externe selon z (normale à la surface) est présumé classique, avec une vitesse constante v , alors que l'état interne est projeté sur la base des états Zeeman $|M\rangle$. Ces états $|M\rangle$ sont repérés selon la direction du champ magnétique \vec{B} (dans les calculs à venir, $\vec{B} = 0,01 \text{ T}$). L'interaction subie par un atome s'exprime sous la forme d'une matrice 5×5 associant deux termes :

- l'interaction magnétique $W_{MM'} = -\delta_{MM'} m g \mu_B B$, où δ représente le symbole de Kronecker, m la masse de l'atome, g le facteur de Landé et μ_B le magnéton de Bohr ;
- l'interaction avec la surface décrite par une matrice 5×5 \underline{V} , dont les éléments sont $V_{MM'}(\alpha, z, t)$ où α est l'angle entre \vec{B} et la normale à la surface.

De par le théorème de Wigner-Eckart, les éléments de matrice de l'opérateur tensoriel $D_z^2 - \vec{D}^2$ sont proportionnels à ceux de $J_z^2 - \vec{J}^2$ avec, dans la base des sous-niveaux Zeeman (et dans l'ordre $M = -2, -1, 0, 1, 2$) [98] :

$$J_z^2 = \begin{pmatrix} 1 + 3 \cos^2 \alpha & -3 \cos \alpha \sin \alpha & \sqrt{3/2} \sin^2 \alpha & 0 & 0 \\ -3 \cos \alpha \sin \alpha & 1 + (3/2) \sin^2 \alpha & -\sqrt{3/2} \cos \alpha \sin \alpha & (3/2) \sin^2 \alpha & 0 \\ \sqrt{3/2} \sin^2 \alpha & -\sqrt{3/2} \cos \alpha \sin \alpha & 3 \sin^2 \alpha & \sqrt{3/2} \cos \alpha \sin \alpha & \sqrt{3/2} \sin^2 \alpha \\ 0 & (3/2) \sin^2 \alpha & \sqrt{3/2} \cos \alpha \sin \alpha & 1 + (3/2) \sin^2 \alpha & 3 \cos \alpha \sin \alpha \\ 0 & 0 & \sqrt{3/2} \sin^2 \alpha & 3 \cos \alpha \sin \alpha & 1 + 3 \cos^2 \alpha \end{pmatrix} \quad (4.30)$$

et J^2 une matrice diagonale 5×5 de valeur $j(j+1) = 6$ pour des atomes d'argon métastables $^3\text{P}_2$. La dépendance angulaire de \underline{V} est alors donnée par :

$$\underline{V} = \delta E_{0Q} \left[\left(1 - 3 \sin^2 \alpha\right) \underline{A} + \sqrt{3/2} \sin \alpha \underline{C}(\alpha) \right] \quad (4.31)$$

où \underline{A} est une matrice diagonale d'éléments $(1, -1/2, -1, -1/2, 1)$ et \underline{C} une matrice symétrique dont les éléments diagonaux sont nuls et :

$$\begin{aligned} C_{21} = -C_{-1,-2} &= \sqrt{6} \cos \alpha & C_{20} = C_{0,-2} &= \sin \alpha \\ C_{10} = -C_{0,-1} &= \cos \alpha & C_{1,-1} &= \sqrt{3/2} \sin \alpha \\ C_{2,-1} = C_{1,-2} &= C_{2,-2} = 0 \end{aligned} \quad (4.32)$$

À une distance z de la surface donnée, l'évolution temporelle de l'état interne de l'atome est régie par un jeu de cinq équations différentielles couplées :

$$i \hbar \partial_t a_M = \sum_{M'=-2}^{+2} (W_{MM'} + V_{MM'}) a_{M'}(z, t) \quad (4.33)$$

Avec la condition initiale $a_M = \delta_{0M}$, au temps $t_1 = -\Delta x/(2v)$, la résolution du système d'équations (4.33) permet de déterminer les différentes amplitudes finales qui correspondent au temps $t_2 = \Delta x/(2v)$. Par la suite, je ne vais traiter que les termes $a_0(z, t_2)$ et $a_{-1}(z, t_2)$ qui sont respectivement liés aux probabilités de diffusion élastique et inélastique de la transition $0 \rightarrow -1$ (cf. note³). À grande distance, ces amplitudes génèrent des amplitudes de diffusion F_0 et F_{-1} . Dans le régime de Fraunhofer, dans le plan (x, y) et selon un angle θ avec l'axe x , ces amplitudes de diffusion valent à un facteur multiplicatif près :

$$F_{0,-1}(\theta) = \int_0^\infty \rho(z - z_m) a_{0,-1}(z, t_2) \exp \left[-i \left(k_{0,-1} \sin \theta + \sqrt{k_{0,-1}^2 - k_0^2} \right) \right] \quad (4.34)$$

où $\rho(z - z_m)$ est l'amplitude gaussienne du paquet d'onde de Michelangelo, centré en z_m , $k_0 = 1,258 \times 10^{10} \text{ m}^{-1}$ est le nombre d'onde initial et $k_{-1} = 2 m g \mu_B B / \hbar^2$ est le nombre d'onde dans la voie inélastique (avec $B = 0,01 \text{ T}$, $k_{-1} = 1,265 \times 10^{10} \text{ m}^{-1}$). Les probabilités de transitions élastiques $P_{el}(z_m)$ et inélastiques $P_{in}(z_m)$ sont respectivement égales aux intégrales sur θ de $|F_0|^2$ et $|F_{-1}|^2$. Pour des distances z_m inférieures à 25 nm, la probabilité de transition élastique est très proche de un ($1 - P_{el} < 10^{-5}$), il est alors intéressant d'examiner plus en détail la probabilité inélastique $P_{in}(z_m)$. Le but de cette étude est la comparaison entre les deux types d'interactions atome-surface non-diagonales : entre les potentiels van der Waals « pur » de probabilité de transition inélastique P_{in}^{vdW} et les potentiels retardés de probabilité P_{in}^{WS} . Les résultats des calculs de ces probabilités en fonction de la distance moyenne z_m sont donnés en figure 4.4. Comme prévu, à courte distance, les deux courbes sont proches l'une de l'autre, tandis qu'à grande distance P_{in}^{WS} décroît plus rapidement que P_{in}^{vdW} . Ce comportement apparaît plus clairement lorsque l'on regarde le rapport $R = P_{in}^{\text{WS}}/P_{in}^{\text{vdW}}$ (cf. figure 4.4). Le passage de l'interaction type van der Waals aux interactions à longue distance est mis en évidence par la décroissance rapide de la probabilité de transition inélastique sur une courte distance $z_m = 37 \text{ nm}$ où $R = 0,5$.

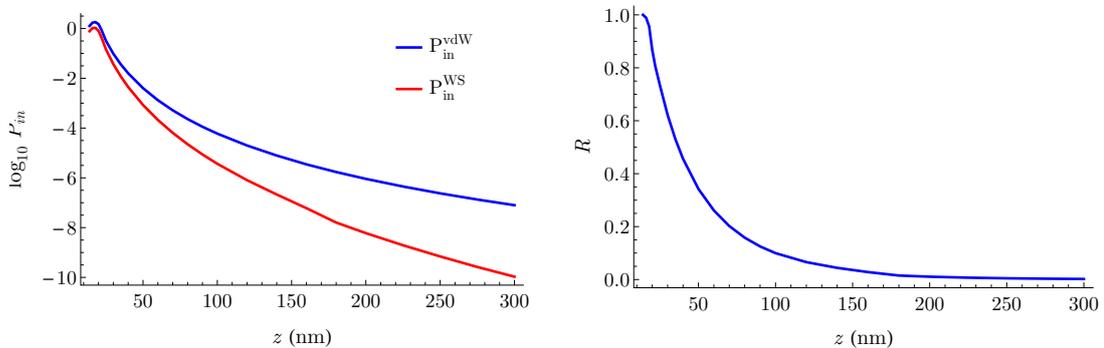


FIGURE 4.4 – (gauche) probabilités inélastiques dans les cas non-retardé (P_{in}^{vdW}) et retardé (P_{in}^{WS}) — (droite) rapport de ces probabilités $R = P_{in}^{\text{WS}}/P_{in}^{\text{vdW}}$

3. En résolvant le système d'équation (4.33), il est tout a fait possible de traiter les autres transitions ainsi que les amplitudes résultant d'autres conditions initiales sur les a_M .

4.3 Résultats expérimentaux préliminaires

Des résultats expérimentaux préliminaires d'interactions entre le jet ralenti présenté au chapitre 3 et un réseau en transmission nanométrique sont présentés. Le jet atomique étant « brut », dans le sens qu'il n'est pas de type Michelangelo, et en l'absence de champ magnétique, le but n'est donc pas de mesurer l'anisotropie précédemment étudiée. Nous souhaitons regarder les effets de la diffraction élastique de notre nouveau jet et éventuellement remonter à la valeur de C_3 déjà déterminée par le groupe [7].

Le réseau nanométrique, fabriqué par la compagnie X-Opt Inc., est en or (conducteur parfait) et possède une période de 200 nm pour un facteur de transmission d'environ 45 % (voir figure 4.5). Afin de rigidifier cette structure, les fentes sont supportées par des barreaux verticaux de période 4 μm , eux mêmes encadrés par une grille triangulaire en nickel (avec une période de 346,5 μm). L'épaisseur du réseau nanométrique est de 334 nm, ce qui lui confère les propriétés d'un réseau « épais ».

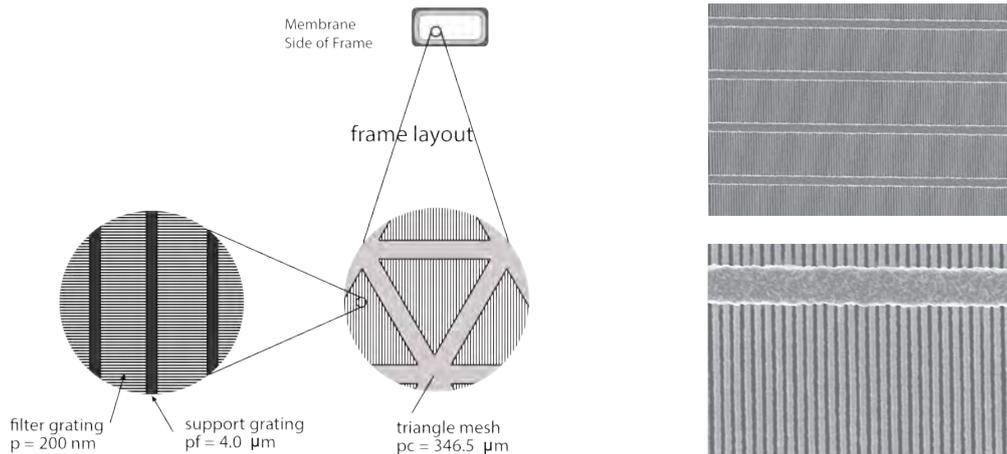


FIGURE 4.5 – Réseau nanométrique en or : (gauche) représentation et (droite) images au microscope à balayage électronique (images X-Opt Inc.)

Le réseau est monté sur une translation-rotation qui permet de le placer correctement au niveau du jet et de régler θ , l'angle entre le jet et la surface d'interaction du réseau (voir figure 4.6). Dans la configuration avec champ magnétique, ce dernier est réalisé par deux bobines, en configuration Helmholtz, solidaires de l'enceinte d'expériences. Ainsi, l'angle θ correspond à l'angle complémentaire de l'angle α défini dans l'étude théorique précédente (angle entre le champ magnétique et la normale à la surface). Il est important de noter le changement repère par rapport à la théorie. En effet, afin d'être cohérent avec les axes du détecteur, la normale à la surface du réseau est dorénavant selon l'axe y (au lieu de z dans la section précédente). Le faisceau pousseur est réglé de manière à obtenir une vitesse d'un vingtaine de mètre par seconde (à l'aide du *detuning* et du temps de poussée). L'analyse en temps de vol donne un temps $t_{TOF} = 54$ ms, soit une vitesse de 19,8 $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ (voir figure 3.18).

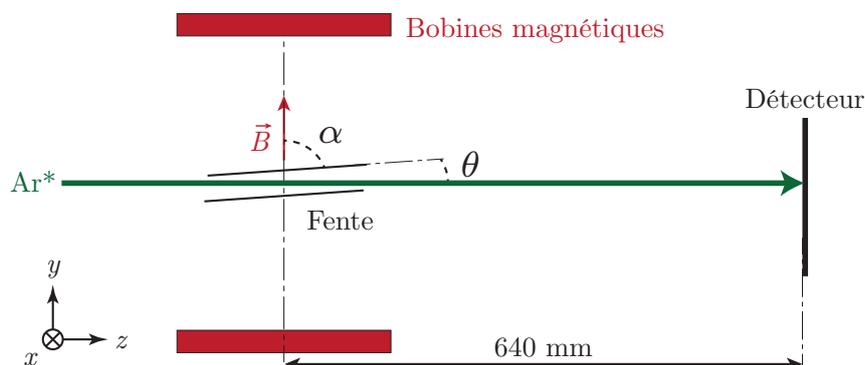
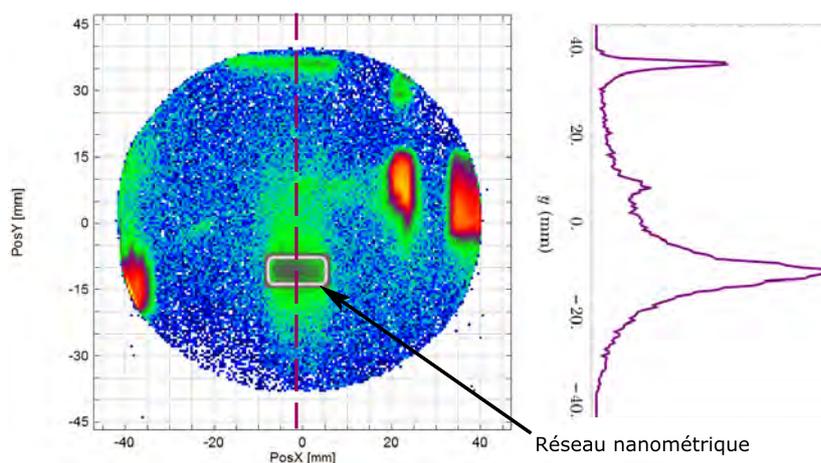


FIGURE 4.6 – Repère et angles liés au réseau nanométrique

Des images 2D sont collectées par le détecteur à ligne à retard. La distance entre le réseau et le DLD est de 640 mm. Le faisceau atomique présente une ouverture angulaire plus large que la zone couverte par le support du réseau. Afin de ne pas saturer le détecteur, un écran a été confectionné et placé en amont du réseau. Cela permet donc d'optimiser le taux de répétition du faisceau optique pousseur tout en conservant un flux raisonnable au niveau du DLD. Comme le montre la figure 4.7, l'imagerie 2D présente la figure de diffraction du jet atomique par le réseau (les zones les plus intenses correspondent au passage direct, sans obstacle, du jet atomique). Les fentes du réseau sont selon l'horizontale (axe x du DLD), on peut alors vérifier que la diffraction s'effectue selon l'axe y . Une projection selon cet axe permet d'analyser plus en détail les figures obtenues pour différents angles θ (les pics de diffraction n'étant pas résolus, on observe alors l'enveloppe de la figure de diffraction).

FIGURE 4.7 – (gauche) imagerie 2D et (droite) profil de la figure de diffraction du jet atomique poussé à $20 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ par un réseau nanométrique selon un angle $\theta = 0^\circ$

L'épaisseur effective du réseau varie selon la valeur de l'angle entre le réseau et le jet. Il est donc évident que le flux passant à travers le réseau fluctue aussi en fonction de ce paramètre. Afin d'obtenir un bon rapport signal à bruit de la figure de diffraction, le temps

d'acquisition augmente donc avec la valeur de θ . Il est donc important de renormaliser les différentes projections afin de pouvoir les comparer objectivement. J'ai donc fait en sorte que l'écran placé en avant du réseau ne cache pas totalement le faisceau incident. C'est pourquoi on peut observer, sur la figure 4.7, une frange brillante (aux alentours de $y = 35$ mm). Ces atomes étant indépendants de la position du réseau, ils peuvent servir de référence pour l'ensemble des projections. De plus, les valeurs d'amplitude sont totalement arbitraire, j'ai donc décidé de normaliser l'ensemble des courbes afin que le maximum du pic de diffraction pour $\theta = 0^\circ$ soit unitaire. Enfin, l'axe du réseau ne coïncide pas parfaitement avec l'axe de rotation. Ainsi, le centre du pic de diffraction se décale avec l'angle incident. Encore une fois, pour plus de cohérence entre les projections, il est judicieux de faire correspondre les maxima, qui sont alors placés en $y = 0$. L'ensemble de ces opérations sont illustrées en figure 4.8, où sont représentées deux projections ($\theta = 0^\circ$ et $\theta = 14^\circ$) avant et après normalisation. On peut y apercevoir trois pics, en partant de la gauche vers la droite, nous avons : le pic de diffraction (le plus large et en $y = 0$ après normalisation), un artefact dont nous n'avons pas réussi à déterminer l'origine (en $y = 20$ après normalisation) et enfin le pic de jet d'atomes directs servant à la normalisation.

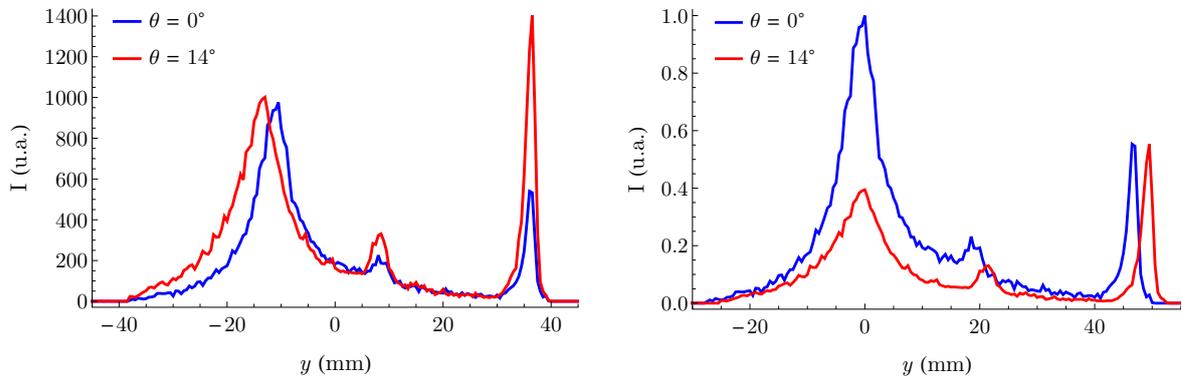


FIGURE 4.8 – Projection de deux figures de diffraction (gauche) avant et (droite) après normalisation

La figure 4.9 représente des projections de figures de diffraction pour différents angle θ . La géométrie du réseau implique un angle maximum de $\theta = 20^\circ$ à partir duquel le réseau a une transparence nulle. Plusieurs remarques peuvent être formulées. La première est en rapport avec la dissymétrie des figures obtenues : la décroissance est plus rapide en bas ($z < 0$) qu'en haut, pour un réseau orienté vers le haut (selon son épaisseur). Ce phénomène s'explique aisément par un raisonnement géométrique combiné aux interactions mises en jeu : des forces de van der Waals attractives. La portée de ces forces est nanométrique et seuls les atomes les plus près des surfaces sont concernés. Le réseau étant incliné selon la figure 4.6, les atomes près de la surface inférieure rentreront en contact avec celle-ci, tandis que ceux au niveau de la surface supérieure pourront poursuivre leur interaction sans obstacle.

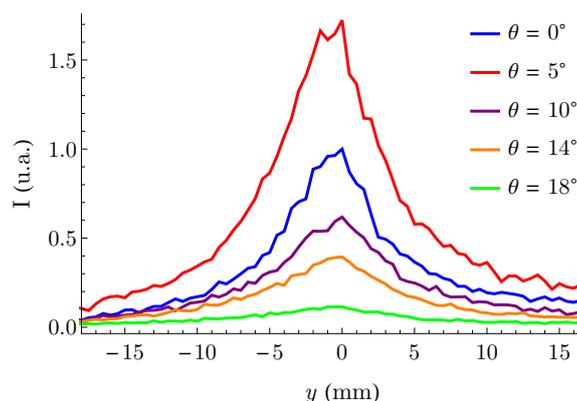


FIGURE 4.9 – Projections de figures de diffraction pour différents angles θ , angle entre le réseau et le faisceau atomique

Cette asymétrie complique une comparaison avec un calcul théorique classique. En effet, il est usuel de considérer une approche semi-classique où le déplacement externe est présumé classique (avec une vitesse constante). L'interaction se traduit alors par l'accumulation d'une phase sur la longueur de la surface. Puis, la figure de diffraction est calculée par l'intégration du module au carré des amplitudes en chaque point de la fente de sortie en considérant le détecteur loin de ces sources (régime de Fraunhofer). La configuration géométrique du réseau et du faisceau optique rend de facto le problème symétrique et par conséquent la figure de diffraction associée, comme le montre la figure 4.10.

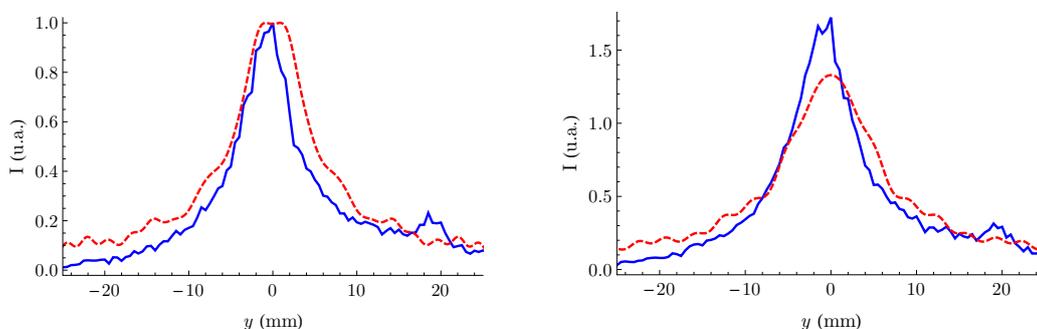


FIGURE 4.10 – Figures de diffraction expérimentales (trait plein) avec calcul en régime de Fraunhofer (en pointillé), pour (gauche) $\theta = 0^\circ$ et (droite) $\theta = 5^\circ$

Afin de rendre compte de la dissymétrie, un calcul en régime de Fresnel dans l'épaisseur de la fente doit être effectué puis, revenir à un régime de Fraunhofer pour obtenir la figure de diffraction. Le calcul en régime de Fresnel consiste à considérer l'intégralité des parcours possibles et de les sommer en chaque point de la fente de sortie. La difficulté réside à choisir convenablement les parcours à « supprimer », afin de ne plus tenir compte des atomes qui sont « entrés en contact » avec les surfaces (*quenching* par effet Auger). La figure 4.11 donne des courbes théoriques avec un calcul où les parcours passant à moins de 5 nm sont supprimés. L'asymétrie de la figure de diffraction apparaît, cependant l'accord est moins bon qu'il n'y

paraît puisque, pour les angles $\theta = 10^\circ$ et $\theta = 14^\circ$, l'amplitude est multipliée par trois par rapport à la normalisation (amplitude unitaire pour l'angle nul). Cet écart d'amplitude augmente avec l'angle, ce qui impose de peaufiner notre modèle théorique. Une autre remarque concerne l'amplitude à l'angle $\theta = 5^\circ$ supérieure à un (amplitude à $\theta = 0^\circ$). Cela peut paraître surprenant mais cette réalité est confirmée par un calcul semi-classique, comme le montre la figure 4.10.

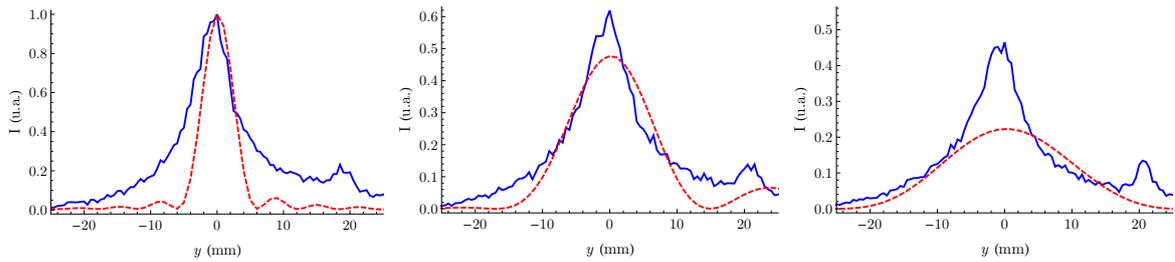


FIGURE 4.11 – Figures de diffraction expérimentales (trait plein) avec calcul en régime de Fresnel dans l'épaisseur de la fente puis en régime de Fraunhofer jusqu'au détecteur (en pointillé), pour (gauche) $\theta = 0^\circ$, (milieu) $\theta = 10^\circ$ et (droite) $\theta = 12^\circ$ (les deux courbes théoriques de droite ont une amplitude normalisée multipliée par trois par rapport à celle de gauche)

Enfin, même si l'approche semi-classique n'est pas valide, elle devrait donner une idée des figures de diffraction auxquelles on doit s'attendre. Or, les largeurs expérimentalement obtenues sont plus étroites que celles prédites. Ceci peut être induit par une largeur de fente moins étroite que la donnée constructeur. Afin d'éclaircir ce point, des imageries au microscope à balayage électronique ont été réalisées par Nathalie Fabre, nouvelle maître de conférence du groupe et spécialiste des nanostructures. La figure 4.12 montre les déformations subies par le réseau. Il est alors moins aisé de définir un taux de transparence et un calcul théorique avec une statistique de distribution de la largeur de fente (gaussienne ?) pourrait aboutir un résultat plus en accord avec les résultats expérimentaux.

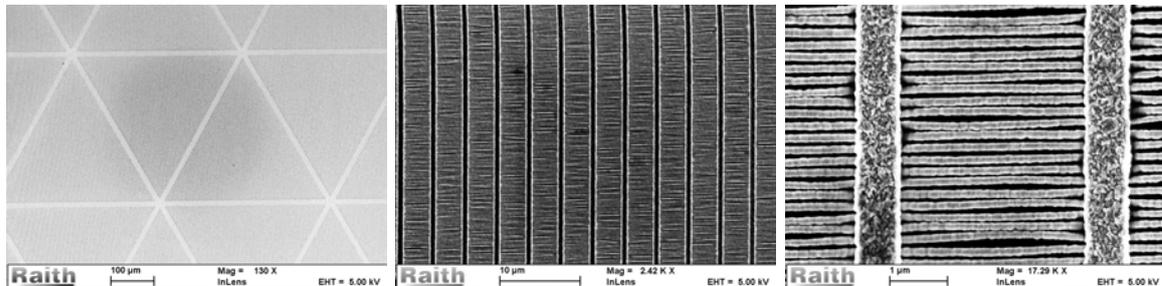


FIGURE 4.12 – Images au microscope à balayage électronique du réseau en or

4.4 Potentiels comobiles pour les ondes de matières

4.4.1 Principe

Un potentiel comobile est un potentiel fonction du temps et de l'espace qui se propage à la même vitesse que la particule (atome) qui le subit. Dans le cas d'une onde harmonique, un tel potentiel s'écrit :

$$V_{\text{com}}(t, x) = C \cdot \cos(2\pi\nu t) \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda}x\right) \quad (4.35)$$

avec C une constante ayant la dimension du potentiel (électrique, magnétique, optique ...) et Λ la période spatiale (\sim mm). L'équation (4.35) est la somme de deux ondes se propageant selon l'axe des x , en sens inverse et avec une vitesse $\pm\nu\Lambda$ puisque :

$$V_{\text{com}}(t, x) = \frac{C}{2} \left\{ \cos\left[2\pi\nu\left(t - \frac{x}{\nu\Lambda}\right)\right] + \cos\left[2\pi\nu\left(t + \frac{x}{\nu\Lambda}\right)\right] \right\} \quad (4.36)$$

Or, l'onde contrapropageante au faisceau atomique (ce dernier étant orienté positif par convention) a, par effet Doppler, une fréquence trop élevée pour les atomes. Le potentiel effectif, celui vu par les atomes, est donc :

$$V(t, x) = \frac{C}{2} \cos\left[2\pi\nu\left(t - \frac{x}{\nu\Lambda}\right)\right] \quad (4.37)$$

Nous avons supposé dans l'équation (4.35) une onde monochromatique. Cependant, cette démarche est généralisable, la dépendance temporelle est alors une fonction $s(t)$ quelconque. Le potentiel comobile s'écrit donc :

$$V(t, x) = s(t) \cos\left(\frac{2\pi x}{\Lambda}\right) \quad (4.38)$$

Celui-ci peut aussi être défini par son spectre $H(\nu)$ par simple transformée de Fourier. Alors, une seule fréquence du spectre sera effectivement « résonnante » avec des atomes se déplaçant avec une vitesse de groupe v_g :

$$\nu_r = \frac{v_g}{\Lambda} = \frac{\hbar k}{m\Lambda} \quad (4.39)$$

Pour étudier l'action d'un potentiel comobile sur une onde de matière⁴, nous résolvons l'équation de Schrödinger.

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + V(t, x) \Psi(t, x) \quad (4.40)$$

4. Nous nous intéressons à un potentiel n'agissant que sur l'axe des x . Il est tout à fait envisageable d'imaginer un deuxième champ comobile agissant sur l'axe y .

Nous allons passer de l'espace réel (x) à l'espace réciproque (k) par une simple transformée de Fourier (TF), ainsi :

$$\begin{cases} \Psi(t, x) \xrightarrow{\text{TF}} P(t, k) = \int_{-\infty}^{+\infty} \Psi(t, x) e^{-ikx} dx \\ V(t, x) \xrightarrow{\text{TF}} W(t, k) \end{cases} \quad (4.41)$$

Cette transformée de Fourier n'intervient pas sur l'espace des temps donc :

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} \xrightarrow{\text{TF}} \frac{\partial P}{\partial t} \quad (4.42)$$

Une des propriétés intéressantes de la transformée de Fourier concerne les dérivées successives, puisqu'il est aisé de démontrer que :

$$\frac{\partial^n \Psi}{\partial x^n} \xrightarrow{\text{TF}} (-ik)^n P(t, k) \quad (4.43)$$

À partir de ces remarques, l'équation (4.40) devient :

$$i\hbar \frac{\partial P}{\partial t} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} P(t, k) + W(t, k) * P(t, k) \quad (4.44)$$

le symbole $*$ représentant l'opérateur produit de convolution. À partir de l'équation (4.38), nous calculons la TF du potentiel comobile :

$$W(t, k) = \frac{s(t)}{2} \left[\delta\left(k + \frac{2\pi}{\Lambda}\right) + \delta\left(k - \frac{2\pi}{\Lambda}\right) \right] \quad (4.45)$$

En posant $P(t, k) = \Gamma(t, k) \exp\left(-\frac{i\hbar k^2 t}{2m}\right)$, le membre de gauche de l'équation (4.44) devient :

$$LHS = i\hbar \frac{\partial \Gamma}{\partial t} \exp\left(-\frac{i\hbar k^2 t}{2m}\right) + \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \Gamma(t, k) \exp\left(-\frac{i\hbar k^2 t}{2m}\right) \quad (4.46)$$

et le membre de droite :

$$\begin{aligned} RHS &= \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \Gamma(t, k) \exp\left(-\frac{i\hbar k^2 t}{2m}\right) + \\ &\frac{s(t)}{2} \left[\Gamma\left(t, k - \frac{2\pi}{\Lambda}\right) \exp\left(-\frac{i\hbar\left(k - \frac{2\pi}{\Lambda}\right)^2 t}{2m}\right) + \Gamma\left(t, k + \frac{2\pi}{\Lambda}\right) \exp\left(-\frac{i\hbar\left(k + \frac{2\pi}{\Lambda}\right)^2 t}{2m}\right) \right] \end{aligned} \quad (4.47)$$

En égalant les équations (4.46) et (4.47), et après simplification, nous obtenons :

$$i\hbar \frac{\partial \Gamma}{\partial t} = \frac{s(t)}{2} \left[\Gamma\left(t, k - \frac{2\pi}{\Lambda}\right) e^{-\frac{i\hbar\left(k - \frac{2\pi}{\Lambda}\right)^2 t}{2m}} + \Gamma\left(t, k + \frac{2\pi}{\Lambda}\right) e^{-\frac{i\hbar\left(k + \frac{2\pi}{\Lambda}\right)^2 t}{2m}} \right] e^{\frac{i\hbar k^2 t}{2m}} \quad (4.48)$$

Or, nous avons $\Lambda (\sim \text{mm}) \gg \lambda_{dB} (\sim \text{nm})$, λ_{dB} étant la longueur d'onde de de Brooglie : $\lambda_{dB} = h/(mv)$. Nous pouvons alors faire l'approximation de l'enveloppe lente, qui revient à écrire : $2\pi/\Lambda \ll k = 2\pi/\lambda_{dB}$. Ceci nous permet les approximations suivantes :

$$- \left(k \pm \frac{2\pi}{\Lambda}\right)^2 = k^2 \pm \frac{4\pi k}{\Lambda} + \left(\frac{2\pi}{\Lambda}\right)^2 \approx k^2 \pm \frac{4\pi k}{\Lambda}$$

$$- \Gamma\left(t, k \pm \frac{2\pi}{\Lambda}\right) \approx \Gamma(t, k)$$

L'équation (4.48) devient alors :

$$\begin{aligned} i\hbar \frac{\partial \Gamma}{\partial t} &= \frac{s(t)}{2} \Gamma(t, k) \left[e^{-\frac{i\hbar}{2m}\left(k^2 - \frac{4\pi k}{\Lambda}\right)t} + e^{-\frac{i\hbar}{2m}\left(k^2 + \frac{4\pi k}{\Lambda}\right)t} \right] e^{\frac{i\hbar}{2m}k^2 t} \\ &= \Gamma(t, k) s(t) \cos\left(\frac{2\pi\hbar k t}{m\Lambda}\right) \end{aligned} \quad (4.49)$$

$$\frac{1}{\Gamma(t, k)} \frac{\partial \Gamma}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar} s(t) \cos\left(\frac{2\pi\hbar k t}{m\Lambda}\right) \quad (4.50)$$

soit

$$\ln \Gamma(t, k) = \int_0^t -\frac{i}{\hbar} s(t') \cos\left(\frac{2\pi\hbar k t'}{m\Lambda}\right) dt' + c^{ste} \quad (4.51)$$

On démontre ainsi que l'action du potentiel comobile sur une onde de matière est un déphasage. En effet, nous pouvons écrire $\Gamma(t, k) = \Gamma(0, k) \exp(i\varphi)$ avec :

$$\varphi(t, k) = -\frac{1}{\hbar} \int_0^t s(t') \cos\left(\frac{2\pi\hbar k t'}{m\Lambda}\right) dt' \quad (4.52)$$

Nous allons maintenant étudier l'action de cette phase sur le centre du paquet d'ondes. Pour ce faire, nous allons prendre une fonction d'ondes $\Psi(t, x)$ ayant une distribution en k . Soit $\rho(k)$ la densité de probabilité de $\Psi(t, x)$ et par simplification, prenons une répartition gaussienne de cette densité, centrée en k_0 et de largeur (écart-type) δk alors :

$$\rho(k) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\delta k} e^{-\frac{(k-k_0)^2}{2\delta k^2}} \quad (4.53)$$

La fonction d'onde est alors définie telle que $|\Psi(t, x)|^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(k) dk$ soit :

$$\Psi(t, x) = \int_{-\infty}^{+\infty} \sqrt{\rho(k)} e^{i\Phi(t, x, k)} dk \quad (4.54)$$

le terme $\Phi(t, x, k)$ représentant la phase de la fonction d'onde. Elle est composée de la phase issue de la propagation libre à laquelle s'ajoute la phase $\varphi(t, k)$ apportée par le champ comobile :

$$\Phi(t, x, k) = kx - \frac{\hbar k^2 t}{2m} + \varphi(t, k) \quad (4.55)$$

Le terme $e^{i\Phi(t, x, k)}$ oscille très vite en $k(10^3 \text{ à } 10^6 \times 2\pi \text{ m}^{-1})$ et apporte donc une contribution

moyenne nulle. Ceci implique $\Psi(t, x) = 0$, ce qui est impossible. Ce raisonnement montre qu'il doit exister un point de phase stationnaire tel qu'en ce point :

$$\left. \frac{\partial \Phi}{\partial k} \right|_{k_0} = 0 \quad (4.56)$$

Ce point doit être en k_0 (ou proche) sous peine de voir, le cas échéant, la partie gaussienne $\rho(k)$ annuler l'intégrale. En remplaçant, dans l'équation (4.56), l'expression obtenue en (4.55), nous obtenons pour le centre du paquet d'ondes (x_c) :

$$x_c(t) - \frac{\hbar k_0 t}{m} + \left. \frac{\partial \varphi}{\partial k} \right|_{k_0} = 0 \quad (4.57)$$

La trajectoire du centre du paquet d'ondes se traduit par l'étude de l'évolution temporelle de $x(t)$:

$$\begin{aligned} x_c(t) &= \frac{\hbar k_0 t}{m} - \left. \frac{\partial \varphi}{\partial k} \right|_{k_0} \\ x_c(t) &= \frac{\hbar k_0}{m} t + \delta x(t) \end{aligned} \quad (4.58)$$

En reprenant l'expression de $\varphi(t, k)$ trouvée à l'équation (4.52), nous en déduisons :

$$\begin{aligned} \delta x(t) &= - \left. \frac{\partial}{\partial k} \left\{ -\frac{1}{\hbar} \int_0^t s(t') \cos\left(\frac{2\pi \hbar k t'}{m\Lambda}\right) dt' \right\} \right|_{k_0} \\ \delta x(t) &= -\frac{2\pi}{m\Lambda} \int_0^t t' s(t') \sin\left(\frac{2\pi \hbar k_0 t'}{m\Lambda}\right) dt' \end{aligned} \quad (4.59)$$

Nous pouvons maintenant nous intéresser à la vitesse de groupe du paquet d'onde :

$$\begin{aligned} v_g(t) &= \frac{\partial x_c}{\partial t} \\ v_g(t) &= \frac{\hbar k_0}{m} - \frac{2\pi}{m\Lambda} t s(t) \sin\left(\frac{2\pi \hbar k_0 t}{m\Lambda}\right) \end{aligned} \quad (4.60)$$

Ce dernier résultat montre qu'en choisissant judicieusement la fonction $s(t)$, il est possible d'inverser la vitesse de groupe du centre du paquet d'ondes et ainsi créer des milieux d'indice négatif pour les ondes de matières.

4.4.2 Milieux d'indice négatif pour les ondes de matières

Pour les simulations, nous avons utilisé notre atome de prédilection : l'argon métastable (niveau 3P_2 d'Ar*), avec une vitesse initiale $v_0 = 20 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Cet atome possédant un moment

magnétique ($M = 2$), le potentiel comobile sera alors de type magnétique.

Une forme exponentielle décroissante sur un temps τ_1 (cf. figure 4.13) a été retenue pour la dépendance temporelle du potentiel comobile. Ce choix a été guidé par la simplification des calculs ainsi apportée puisque les intégrales deviennent « aisément » solvables. Cependant, des formes plus complexes donneraient peut-être de meilleurs résultats bien que ceux obtenus soient suffisamment probants. Le potentiel comobile (pour sa partie temporelle) a donc pour équation :

$$s(t) = \begin{cases} M g_L \mu_b B e^{-t/\tau} & \text{si } 0 \leq t \leq \tau_1 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (4.61)$$

où μ_B représente le magnéton de Bohr, g_L le facteur de Landé (cf. figure 1.4), m_{Ar} la masse de l'atome d'Ar* et B l'amplitude du champ magnétique. L'amplitude de $s(t)$ est défini par $A = M g_L \mu_b B$, qui pour un champ magnétique $B = 50$ mT, vaut $A = 8,7$ μeV . La partie spatiale est caractérisée par une période $\Lambda = 5$ mm.

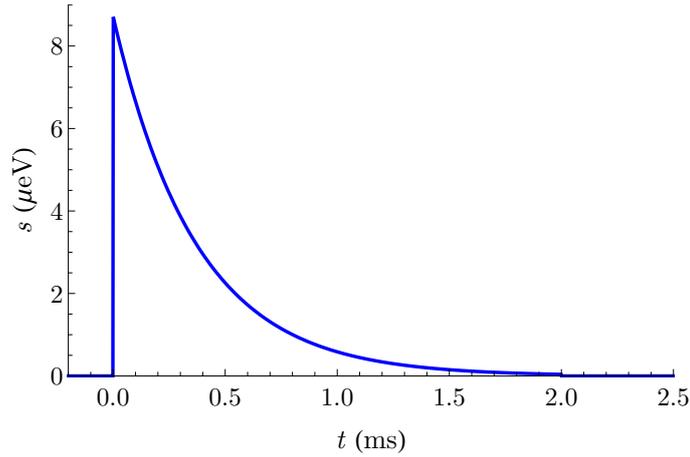


FIGURE 4.13 – Dépendance temporelle du potentiel magnétique comobile pour des atomes d'Ar* dans un champ magnétique de 50 mT, avec $\tau = 370$ μs et $\tau_1 = 2$ ms

Nous avons précédemment précisé que le champ comobile n'agissait que selon l'axe des x . Les atomes ont donc une propagation libre selon les autres axes de l'espace dont z . Il existe alors une relation affine entre temps et déplacement selon cet axe. Si le centre du paquet d'onde possède une vitesse initiale v_0 et un angle azimutal θ , nous obtenons, à partir de l'équation (4.58), les relations suivantes :

$$\begin{cases} x_c(t) = v_x(\theta) t - \frac{2\pi}{m} \int_0^t t' s(t') \sin\left(\frac{2\pi v_x(\theta) t'}{\Lambda}\right) dt' \\ z_c(t) = v_z(\theta) t \end{cases} \quad (4.62)$$

où $v_x(\theta) = v_0 \sin(\theta)$ et $v_z(\theta) = v_0 \cos(\theta)$ représentent les vitesses respectives selon x et z .

Avec la fonction $s(t)$ précédemment définie, les trajectoires du centre du paquet d'ondes sont représentées sur la figure 4.14 pour des angles θ allant de 20 à 100 mrad. Cette figure montre le phénomène de réfraction négative, puisque les ondes incidentes et transmises sont dans le même demi-plan normal à x .

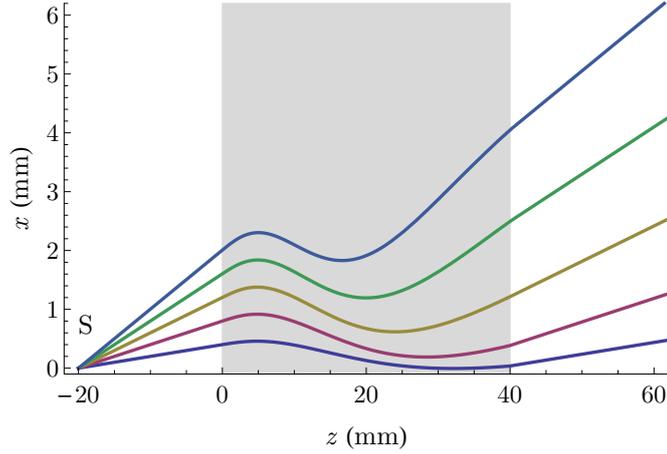


FIGURE 4.14 – Trajectoires du centre du paquet d'ondes d'un faisceau d'Ar* soumis à un champ comobile pour des angles θ allant de 20 à 100 mrad. Les atomes d'Ar* (3P_2) ont une vitesse initiale de $v_0 = 20 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ provenant d'une source ponctuelle (S) située à 2 cm de la zone d'action du champ comobile (zone grisée). Le champ magnétique $s(t)$ est celui de la figure 4.13

Allons maintenant plus loin dans l'analogie avec les ondes lumineuses. Pour cela, nous allons chercher un indice effectif. En effet, du fait de la durée finie du potentiel comobile, la zone d'action se comporte comme une lame à faces parallèles. Nous pouvons alors définir l'indice d'un tel milieu grâce à de simples considérations géométriques. En optique lumineuse, la différence de marche d'une telle lame, d'épaisseur e et d'indice n , vaut dans l'approximation de Gauss :

$$\delta x = e \theta \left(\frac{1}{n} - 1 \right) \quad (4.63)$$

où θ est l'angle d'incidence de l'onde, soit :

$$\frac{1}{n} = 1 + \frac{\delta x}{e \theta} \quad (4.64)$$

Dans le cas des milieux d'indice négatif, la différence de marche est donnée par le décalage en x en sortie du milieu soit à $t = \tau_1$. D'après l'équation (4.59), avec l'approximation de Gauss $v_x(\theta) = \hbar k_0/m \approx v_0 \theta$, elle vaut alors :

$$\delta x(\tau_1) = -\frac{2\pi}{m\Lambda} \int_0^{\tau_1} t s(t) \sin\left(\frac{2\pi v_0 \theta t}{\Lambda}\right) dt \quad (4.65)$$

Si $2\pi v_0 \theta t / \Lambda \ll 1$, un développement limité d'ordre 1 du sinus donne :

$$\delta x(\tau_1) = - \left(\frac{2\pi}{\Lambda} \right)^2 \frac{v_0 \theta}{m} \int_0^{\tau_1} t^2 s(t) dt \quad (4.66)$$

En prenant la définition de $s(t)$ donnée en équation (4.61), on obtient :

$$\delta x(\tau_1) = - \left(\frac{2\pi}{\Lambda} \right)^2 \frac{M g_L \mu_b B v_0 \theta}{m \tau_1} \left[2\tau^3 - \tau (2\tau^2 + 2\tau\tau_1 + \tau_1^2) e^{-\tau_1/\tau} \right] \quad (4.67)$$

Avec les valeurs précédemment énoncées, cette approximation est valable pour une vitesse selon l'axe x inférieure à $480 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, soit un angle $\theta \leq 24 \text{ mrad}$ lorsque $v_0 = 20 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ (pour une erreur inférieure à 10 % sur la différence de marche). De plus, l'épaisseur de notre milieu correspond à la distance parcourue par les atomes dans le potentiel comobile selon l'axe z , soit $e = \tau_1 v_0 \cos \theta \approx \tau_1 v_0$. Nous pouvons ainsi définir l'indice effectif de notre milieu :

$$\frac{1}{n} = 1 - \left(\frac{2\pi}{\Lambda} \right)^2 \frac{M g_L \mu_b B}{m \tau_1} \left[2\tau^3 - \tau (2\tau^2 + 2\tau\tau_1 + \tau_1^2) e^{-\tau_1/\tau} \right] \quad (4.68)$$

Comme le montre la figure 4.15a, le potentiel comobile se présente comme un milieu d'indice négatif pour les sous-niveaux Zeeman positifs et comme un milieu d'indice positif pour les sous-niveaux Zeeman négatifs. En effet, l'inversion du signe de $s(t)$ avec M rend impossible l'inversion de la vitesse de groupe définie par l'équation (4.60). Ainsi, selon l'axe sur lequel est appliqué le champ, les premiers auront un décalage positif tandis que les seconds un décalage négatif : nous obtenons une séparatrice atomique.

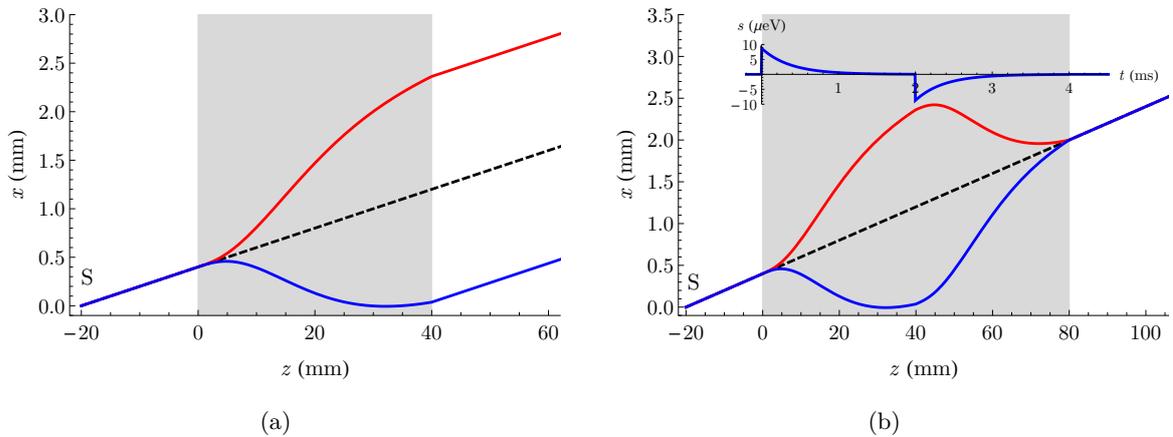


FIGURE 4.15 – (a) Séparatrice atomique et (b) interféromètre atomique à milieu d'indice négatif (en insert : dépendance temporelle du champ comobile). Les tracés rouge et bleu correspondent aux trajectoires du centre d'un paquet d'onde de sous-niveau Zeeman respectivement $M=-2$ et $M=+2$

En appliquant ensuite une impulsion de signe opposé, un effet inverse sera obtenu ; il serait alors surement nécessaire d'appliquer un petit champ magnétique constant afin de conserver l'axe de quantification et ainsi assurer le côté adiabatique du processus. On referme alors la séparatrice pour avoir un interféromètre avec une aire conséquente puisque de l'ordre de 93 mm^2 pour des atomes allant à $20 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ et entrant dans la zone de champ avec un angle de 20 mrad (cf. figure 4.15b). Celle-ci pouvant monter à $1,69 \text{ cm}^2$ pour un angle de 100 mrad et toujours pour une amplitude de champ magnétique de 50 mT et un temps de parcours de 4 ms . Ces dernières valeurs peuvent être comparées à celles de l'équipe Interférométrie atomique et capteurs inertiels du laboratoire Systèmes de Référence Temps-Espace (SYRTE de l'Observatoire de Paris). Ils ont réalisé un interféromètre atomique avec une aire de $2,4 \text{ cm}^2$ pour un temps d'interaction de 480 ms [99].

4.4.3 Rebroussement temporel

Après avoir étudié le centre du paquet d'ondes, nous allons regarder l'évolution de sa largeur. Pour ce faire, nous devons résoudre l'équation de $\Psi(t, x)$. Or, l'équation (4.54) n'est pas totalement exacte puisque nous n'avons pas pris en compte la normalisation afin que $\int |\Psi(t, x)|^2 dx = 1$. Cela ne remet pas en question les résultats précédemment trouvés, puisque nous nous sommes intéressés uniquement à la phase de la fonction d'onde. Par simplification, nous allons effectuer le calcul de l'amplitude pour $t = 0$ et $\varphi(t, k) = 0$ (c'est à dire en l'absence de champ comobile). Nous pouvons nous convaincre que l'apport d'une phase supplémentaire ne modifiera en rien le résultat obtenu (si $t \neq 0$ et/ou $\varphi(t, k) \neq 0$, les variations d'amplitude et de largeur se compenseront afin de conserver la normalisation de la fonction d'onde). Dans ces conditions et si nous nommons C la constante de normalisation, nous pouvons écrire :

$$\begin{aligned}
\Psi(0, x) &= C \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\frac{1}{\sqrt{2\pi} \delta k} \right]^{1/2} \exp \left[-\frac{(k - k_0)^2}{4\delta k^2} \right] \exp [i k x] dk \\
&= C (2\pi)^{-1/4} \delta k^{-1/2} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp \left[-\frac{(k - k_0 - 2i\delta k^2 x)^2 + 4\delta k^4 x^2 - 4i k_0 \delta k^2 x}{4\delta k^2} \right] dk \\
&= C (2\pi)^{-1/4} \delta k^{-1/2} e^{-\delta k^2 x^2} e^{-ik_0 x} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp \left[-\frac{(k - k_0 - 2i\delta k^2 x)^2}{4\delta k^2} \right] dk \\
\Psi(0, x) &= C 2^{3/4} \pi^{1/4} \delta k^{1/2} e^{-\delta k^2 x^2} e^{-ik_0 x} \tag{4.69}
\end{aligned}$$

Il en vient :

$$|\Psi(0, x)|^2 = C^2 2^{3/2} \pi^{1/2} \delta k e^{-2\delta k^2 x^2} \tag{4.70}$$

La normalisation de la fonction d'onde sur les x impose donc :

$$C = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \tag{4.71}$$

La fonction d'onde a finalement pour valeur :

$$\Psi(t, x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \sqrt{\rho(k)} e^{i\Phi(t, x, k)} dk \quad (4.72)$$

Revenons à l'étude de la dynamique du paquet d'ondes qui consiste à regarder le comportement d'une onde située à δx du centre, c'est à dire en $x = x_c + \delta x$. Prenons le cas d'une distribution gaussienne, $\Psi(t, x, k)$ s'annule donc au delà de quelques δk autour de k_0 . Nous pouvons donc faire un développement limité du déphasage apporté par le potentiel comobile — voir eq. (4.55) — autour de k_0 ($\delta k \ll k_0$) :

$$\Phi(t, x, k) = \Phi_0 + \Phi'_0 (k - k_0) + \frac{\Phi''_0}{2} (k - k_0)^2 \quad (4.73)$$

avec :

$$\begin{cases} \Phi_0 = \Phi(t, x_c, k_0) = k_0 x_c - \frac{\hbar k_0^2 t}{2m} + \varphi(t, k_0) \\ \Phi'_0 = \left. \frac{\partial \Phi}{\partial k} \right|_{k_0} = x_c - \frac{\hbar k_0 t}{m} + \left. \frac{\partial \varphi}{\partial k} \right|_{k_0} = \delta x \quad (5) \\ \Phi''_0 = \left. \frac{\partial^2 \Phi}{\partial k^2} \right|_{k_0} = -\frac{\hbar t}{m} + \left. \frac{\partial^2 \varphi}{\partial k^2} \right|_{k_0} \end{cases} \quad (4.74)$$

À partir des équations (4.53), (4.73) et (4.74), nous pouvons reformuler l'équation (4.72) de la fonction d'onde :

$$\Psi(t, x) = (2\pi)^{-3/4} \delta k^{-1/2} e^{i\Phi_0} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left[-\frac{(k - k_0)^2}{4\delta k^2}\right] \exp\left[i\left[\delta x (k - k_0) + \frac{\Phi''_0}{2} (k - k_0)^2\right]\right] dk \quad (4.75)$$

En effectuant le changement de variable $u = k - k_0$, l'équation (4.75) devient :

$$\begin{aligned} \Psi(t, x) &= (2\pi)^{-3/4} \delta k^{-1/2} e^{i\Phi_0} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left[u^2 \left(\frac{i\Phi''_0}{2} - \frac{1}{4\delta k^2}\right) + i\delta x u\right] du \quad (6) \\ \Psi(t, x) &= \left(\frac{2\delta k^2}{\pi}\right)^{1/4} \left(1 - 2i\delta k^2 \Phi''_0\right)^{-1/2} e^{i\Phi_0} \exp\left[-\frac{\delta k^2 \delta x^2}{1 - 2i\Phi''_0 \delta k^2}\right] \end{aligned} \quad (4.76)$$

Une manière d'estimer le comportement dynamique du paquet d'onde est d'approximer ce dernier par un rectangle. La normalisation de la fonction d'onde se traduit par une surface unitaire de ce rectangle soit :

$$|\Psi(t, x_c)|^2 \cdot \Delta x(t) = 1 \quad (4.77)$$

5. Cf. équation (4.58).

6. Intégrale gaussienne : $\int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-ax^2 + bx + c) = \sqrt{\frac{\pi}{a}} \exp\left(\frac{b^2}{4a} + c\right)$

où Δx représente la largeur spatiale de la fonction d'onde (FWHM). Son amplitude au centre se déduit de l'équation (4.76) en posant $\delta x = 0$:

$$|\Psi(t, x_c)|^2 = \left[\frac{2}{\pi(1 + 4\delta k^4 \Phi_0'^2)} \right]^{1/2} \delta k \quad (4.78)$$

Nous en déduisons immédiatement la largeur FWHM du paquet d'onde :

$$\Delta x(t) = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{1}{\delta k} \sqrt{1 + 4\delta k^4 \left(-\frac{\hbar t}{m} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial k^2} \Big|_{k_0} \right)^2} \quad (4.79)$$

Une deuxième manière d'appréhender le sujet est de constater que la fonction d'onde définie par l'équation (4.76) est une fonction gaussienne et que son module au carré doit en être de même :

$$|\Psi(t, x_c)|^2 = \left[\frac{2\delta k^2}{\pi(1 + 4\delta k^4 \Phi_0'^2)} \right]^{1/2} \exp\left(-\frac{\delta k^2 \delta x^2}{1 + 4\delta k^4 \Phi_0'^2} \right) \quad (4.80)$$

Nous retrouvons effectivement une fonction gaussienne centrée en x_c puisque $\delta x = x - x_c$ dont l'écart-type vaut :

$$\sigma(t) = \frac{1}{2\delta k} \sqrt{1 + 4\delta k^4 \left(-\frac{\hbar t}{m} + \frac{\partial^2 \varphi(t, k)}{\partial k^2} \Big|_{k_0} \right)^2} \quad (4.81)$$

En posant $\varphi(t, k) = 0$, nous retrouvons la dispersion d'une onde de matière dans le vide (voir [100, p. 64]) :

$$\sigma_0(t) = \frac{1}{2\delta k} \sqrt{1 + \frac{4\hbar^2 \delta k^4 t^2}{m^2}} \quad (4.82)$$

La largeur à mi-hauteur (FWHM) est directement corrélée à l'écart-type par la relation $\Delta x(t) = 2\sqrt{2 \ln 2} \sigma(t)$. Il est alors intéressant de remarquer que les équations (4.79) et (4.81) donne la même dynamique du paquet d'ondes.

En présence du champ comobile, la dispersion dépend du signe de la variation de la pente de $\varphi(t, k)$ que nous trouvons à partir de l'équation (4.52) :

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial k^2} \Big|_{k_0} = \left(\frac{2\pi}{m\Lambda} \right)^2 \hbar \int_0^t t'^2 s(t') \cos\left(\frac{2\pi \hbar k_0 t'}{m\Lambda} \right) dt' \quad (4.83)$$

En considérant l'entrée dans le potentiel comobile comme l'origine des temps, le paquet d'onde a alors une largeur $\Delta x_0 = 1/\delta k$. La figure 4.16 montre qu'il est possible de réduire temporairement la largeur du paquet d'onde et ceci jusqu'au recouvrement de la largeur initiale : $\Delta x(t) - \Delta x_0 = 0$ à $t \approx 750 \mu\text{s}$. En sortie de champ, le paquet d'onde reprend une dispersion

dans le vide, selon l'équation (4.82), d'où la notion de rebroussement du temps. Il est alors possible de parler de temps effectif. En effet, en considérant les mêmes approximations de Gauss que précédemment, il est possible d'approximer la phase donnée par l'équation (4.52) :

$$\varphi(t, k) = \varphi_0(t) + \beta(t) k^2 \quad (4.84)$$

où :

$$\varphi_0(t) = -\frac{1}{\hbar} \int_0^t s(t') dt' \quad \text{et} \quad \beta(t) = \frac{2\pi^2 \hbar}{m^2 \Lambda^2} \int_0^t t'^2 s(t') dt' \quad (4.85)$$

L'équation (4.81) peut alors être mise sous la même forme que l'équation (4.82) où apparait le temps effectif :

$$t_{eff} = t - \frac{4\pi^2}{m\Lambda^2} \int_0^t t'^2 s(t') dt' \quad (4.86)$$

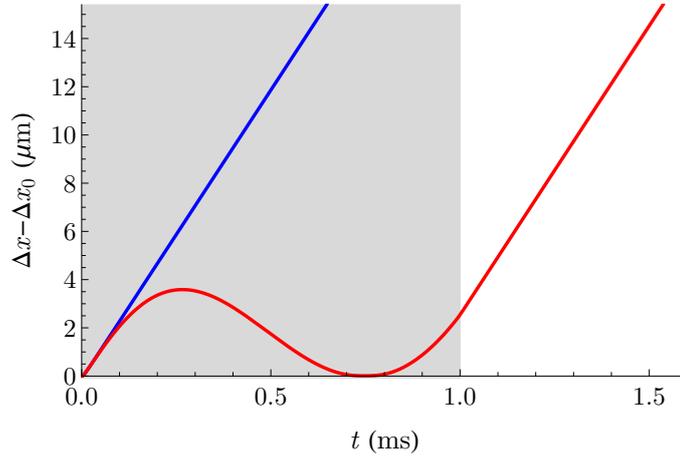


FIGURE 4.16 – Évolution de la largeur relative du paquet d'ondes : $\Delta x(t) - \Delta x_0$, où Δx_0 est la largeur initiale à l'entrée du champ comobile (à $t = 0$), sans (en bleu) et avec (en rouge) champ comobile d'amplitude 47 mT. Le paquet d'ondes a un angle $\theta = 60$ mrad

L'effet d'un champ comobile sur un paquet d'onde, dans le cas d'une impulsion longue, se traduit donc par un déplacement « négatif » et une diminution de la largeur du paquet d'onde par rapport à l'observation en l'absence de ce champ.

4.4.4 Ralentisseur comobile

L'expression de la phase induite par le champ comobile, donnée par l'équation (4.52), suppose implicitement que les énergies totales de la fonction d'onde en entrée (Ψ_0) et en sortie (Ψ_{τ_1}) de champ sont identiques (égales à E). Autrement dit, le facteur dépendant du temps $\exp(-iEt/\hbar)$ est commun aux deux fonctions d'onde Ψ_0 et Ψ_{τ_1} . Cette hypothèse est valide lorsque l'impulsion est longue ($\tau_1 > 3\tau$), elle tend alors vers zéro de façon adiabatique. Dans ce cas, la vitesse de groupe du paquet d'onde en sortie de champ est identique à

la valeur initiale comme le montre l'étude précédente (cf. figure 4.14). Dans le cas d'une impulsion courte, l'énergie finale $E(\tau_1)$ est différente de l'énergie initiale E . Il faut alors modifier l'expression de la phase afin que la trajectoire et la vitesse de groupe du paquet d'onde soient continues :

$$\varphi(t, k) = -\frac{1}{\hbar} \int_0^{\min(t, \tau_1)} s(t') \cos\left(\frac{2\pi\hbar k t'}{m\Lambda}\right) dt' \quad (4.87)$$

où $\min()$ représente la fonction minimum des arguments entre parenthèses. La vitesse de groupe du centre du paquet d'onde est alors :

$$v_g(t) = \frac{\hbar k_0}{m} - \frac{2\pi}{m\Lambda} \min(t, \tau_1) s[\min(t, \tau_1)] \sin\left[\frac{2\pi\hbar k_0 \min(t, \tau_1)}{m\Lambda}\right] \quad (4.88)$$

L'évolution de la trajectoire, qui correspond à l'intégrale de la vitesse de groupe, est donnée en figure 4.17, pour les mêmes conditions que ceux en figures 4.14 hormis le temps de l'impulsion qui est deux fois plus court, soit $\tau_1 = 1 \mu\text{s}$. Nous constatons qu'il est alors possible de dévier les atomes selon l'axe d'application du champ comobile.

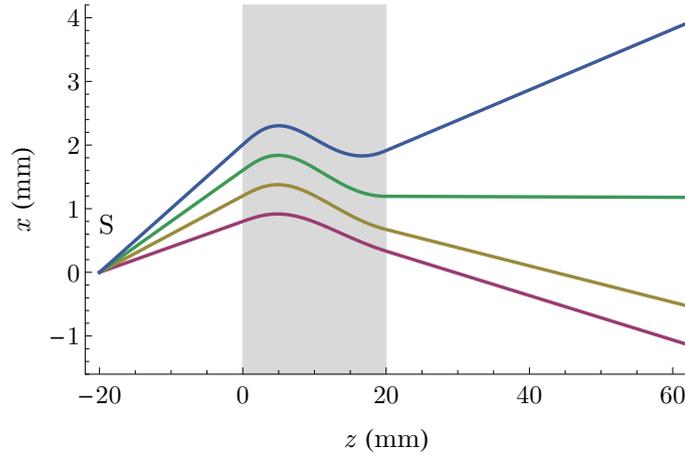


FIGURE 4.17 – Trajectoires du centre du paquet d'ondes d'un faisceau d'Ar* soumis à un champ comobile de durée $\tau_1 = 1 \mu\text{s}$ pour des angles θ allant de 40 à 100 mrad. Les atomes d'Ar* ($^3\text{P}_2$) ont une vitesse initiale de $v_0 = 20 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ provenant d'une source ponctuelle (S) située à 2 cm de la zone d'action du champ comobile (zone grisée)

Il est alors tout à fait envisageable d'utiliser l'amointrissement de la vitesse de groupe par une impulsion courte pour réaliser un ralentisseur. Même si la décélération par une seule impulsion reste faible, elle est cependant assez significative ($\sim 0,1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$). En effet, avec plusieurs milliers d'impulsions, il est possible « d'arrêter » un jet atomique ayant une vitesse initiale de quelques centaines de mètres par seconde.

L'équation (4.88) montre que la vitesse de groupe évolue au sein du champ comobile avec une composante sinusoïdale qui dépend elle-même de la vitesse des atomes ($\hbar k_0/m$). La

durée de l'impulsion τ_1 la plus pertinente correspond au premier minimum de la variation de la vitesse de groupe. Ce temps est déterminé par l'application de la deuxième loi de Newton selon la composante x (axe d'application du champ comobile) :

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -\frac{\partial V}{\partial x} \quad (4.89)$$

or, $V(x, t) = s(t) \cos\left(\frac{2\pi x}{\Lambda}\right)$, d'où :

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = -\frac{2\pi}{m\Lambda} s(t) \sin\left(\frac{2\pi x}{\Lambda}\right) \quad (4.90)$$

Cette équation différentielle du second ordre est ensuite résolue numériquement par une méthode de Runge-Kutta de 1^{er} ordre. Le résultat pour des atomes d' $\text{Ar}^* \ ^3\text{P}_2$ est donné en figure 4.18 pour une dépendance temporelle exponentiellement décroissante avec une constante de temps $\tau = 370 \mu\text{s}$, une amplitude $B = 80 \text{ mT}$ et deux valeurs de période spatiale : $\Lambda = 2 \text{ mm}$ et $\Lambda = 5 \text{ mm}$. Pour annuler la vitesse des atomes, il faut alors 2356 impulsions (de l'ordre de quelques microsecondes) et une distance de 5,9 m pour $\Lambda = 5 \text{ mm}$ (cf. figure 4.18a). En réduisant la période spatiale à 2 mm, ces nombres tombent à 2339 impulsions et 2,35 m, comme le montre la figure 4.18b. Cette dernière longueur est alors comparable à celle qui est nécessaire pour les ralentisseurs Zeeman.

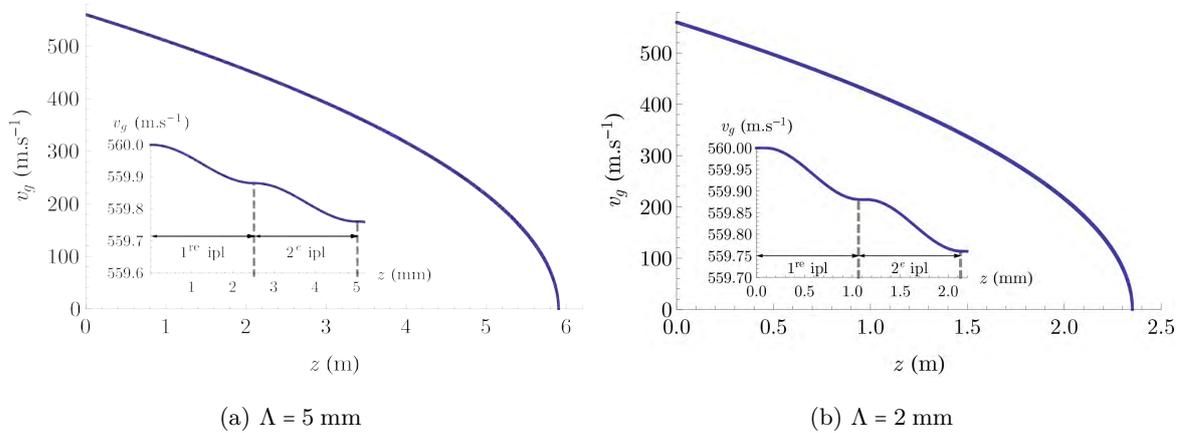


FIGURE 4.18 – Ralentissement d'un jet atomique d' $\text{Ar}^* \ ^3\text{P}_2$ de vitesse initiale $560 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ par une série d'impulsions comobiles de constante de temps $\tau = 370 \mu\text{s}$, d'amplitude $B = 80 \text{ mT}$ et pour deux valeurs de période spatiale Λ (en insert : le ralentissement des deux premières impulsions)

Afin de réduire la longueur, il faut agir soit sur le champ soit sur la période spatiale. Seulement, il est technologiquement difficile de réduire la période en deçà du millimètre pour des champs raisonnables (100 mT). Cependant, l'utilisation d'un potentiel dipolaire optique permet de réduire la période spatiale de plusieurs ordres de grandeur. En effet, un tel potentiel peut être généré par une onde stationnaire polarisée linéairement, largement éloignée de la

fréquence de résonance et modulée dans le temps. Nous obtenons, avec une longueur d'onde $\lambda = 811,5$ nm, une période spatiale $\Lambda = \lambda/2 = 405,8$ nm. Pour une fréquence de Rabi Ω et un *detuning* $\delta\omega$ suffisamment grand, le potentiel optique revêt une forme simple [101] :

$$V_{\text{opt}}(x, t) = \frac{1}{2} s_{\text{opt}}(t) \left[1 + \cos\left(\frac{4\pi x}{\lambda}\right) \right] \quad (4.91)$$

avec

$$s_{\text{opt}}(t) \approx \begin{cases} \frac{\hbar \Omega^2}{\delta\omega} e^{-t/\tau} & \text{si } 0 \leq t \leq \tau_1 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (4.92)$$

La fréquence de Rabi a pour expression :

$$\Omega = \frac{d_e E_0}{\hbar} \quad \text{avec} \quad E_0 = \sqrt{\frac{I_0}{\varepsilon_0 c}} \quad (4.93)$$

où E_0 est l'amplitude du champ optique, exprimé en $\text{V} \cdot \text{m}^{-1}$, I_0 l'intensité optique, exprimée en $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$, et d_e est le moment dipolaire électrique de l'atome (en $\text{C} \cdot \text{m}$). Ce dernier paramètre peut être calculé à l'aide du coefficient d'Einstein A_{21} [102] :

$$d_e^2 = A_{21} \frac{3 \varepsilon_0 \hbar c^3}{2 \omega^3} \quad (4.94)$$

Dans le cas de la transition ${}^3\text{P}_2 \longleftrightarrow {}^3\text{D}_3$, le coefficient d'Einstein vaut $A_{21} = 3,31 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$ [103], le moment dipolaire électrique associé valant alors $d_e = 1,503$ ua. En fonction de la vitesse de l'atome, le décalage Doppler vaut $\Delta\omega(v) = 2\pi v/\lambda$. Pour la plus grande vitesse considérée ($v_{\text{max}} = 560 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$), on obtient $\Delta\omega(560) = 2\pi \cdot 6,9 \times 10^8 \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1}$, soit un décalage en fréquence de 690 MHz. Afin d'éviter l'émission spontanée, il est nécessaire d'opérer loin de la résonance, c'est-à-dire d'avoir un décalage Doppler très grand devant la largeur de transition élargie $\gamma(s) = \Gamma\sqrt{1+s}$, où Γ est la largeur de la transition atomique et s le paramètre de saturation. Afin d'utiliser une puissance laser raisonnable, nous devons travailler avec un décalage Doppler modéré. Pour les calculs, nous avons choisi $\delta\omega = -5\Delta\omega$, soit un *detuning* de 3,45 GHz qui peut être obtenu soit à l'aide d'un modulateur soit, pour des atomes de sous-niveau Zeeman non nul, par un champ magnétique statique (pour des atomes $\text{Ar}^* {}^3\text{P}_2$ $M = 2$, on obtient $B = 818 \text{ G}$)⁷. Afin d'obtenir un ralentissement complet sur une vingtaine de centimètre et avec $\tau = 3,7$ ns, il faut utiliser une intensité optique $I_0 = 40 \text{ mW} \cdot \text{mm}^{-2}$, comme le montre la figure 4.19. Avec ces paramètres, le rapport $R = \delta\omega/\gamma$ est égal à 12,8, la condition $R \gg 1$ est alors bien vérifiée. Ce rapport est proportionnel à $v^{1/2}$, ce qui implique une vitesse basse limite lorsque l'on travaille à *detuning* constant ($R = 1$ pour $v = 3,6 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$). Avec une vitesse initiale de $560 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, l'emploi de quelques $1,6 \times 10^6$ impulsions est nécessaire pour

7. Le décalage en énergie par effet Zeeman, exprimé en hertz par gauss, vaut : $\Delta E = \frac{Mg\mu_B}{\hbar}$. Pour l'argon ${}^3\text{P}_2$ $M = 2$, le facteur gyromagnétique est $g = 1,506$ (voir figure 1.4) d'où $\Delta E = 42 \text{ MHz} \cdot \text{G}^{-1}$.

quasiment arrêter un atome d'argon (pour une vitesse $v \leq 1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$). Cependant, ce nombre conséquent d'impulsions comobiles n'est pas synonyme de grande distance de ralentissement puisqu'elle correspond, comme le montre la figure 4.19, à une longueur de 20,3 cm. Le temps de parcours de l'atome sur cette distance est de 4,4 ms, ce qui permet une fréquence de répétition de 229 Hz.

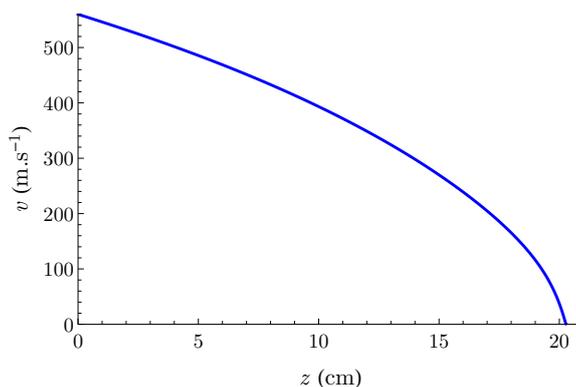


FIGURE 4.19 – Ralentissement d'un jet atomique d' $\text{Ar}^* \text{}^3\text{P}_2$ de vitesse initiale $560 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ par un potentiel comobile optique (voir texte pour les caractéristiques)

4.4.5 Dispositif magnétique

La réalisation d'un dispositif expérimental permettant de réaliser les champs magnétiques comobiles souhaités était un véritable défi. En effet, même si la valeur crête du champ n'est pas intrinsèquement élevée ($B = 50 \text{ mT}$), il fallait l'associer à une période spatiale faible ($\Lambda = 5 \text{ mm}$) et avec une dynamique temporelle de l'ordre de la milliseconde. Pour cela, nous devons faire appel à des spécialistes des champs magnétiques sur-mesures et notre choix s'est naturellement porté sur la société Bouhnik. En plus de son savoir faire connu et reconnu, cette société, basée au sud de Paris, présente l'avantage de la proximité et facilite donc les interactions. L'idée de base est d'obtenir un champ magnétique périodique dans l'espace à l'aide d'une succession d'électroaimants dont le courant les traversant sera alternativement de sens opposé. Il est naturel de penser que le champ ne sera pas parfaitement sinusoïdal, surtout entre deux électroaimants, mais nous avons vu qu'une seule fréquence du spectre est « résonnante » avec les atomes se déplaçant — voir équation (4.39). Pour la dépendance temporelle, il suffit d'alimenter le système par un courant d'amplitude et de forme voulue. Ce deuxième point a constitué un deuxième défi puisque, là encore, obtenir une source de courant alimentant un circuit fortement inductif (électroaimants) avec la dynamique imposée n'est pas chose aisée.

La première étape fut de concevoir et valider le circuit magnétique. Le cahier des charges consiste en la réalisation d'aimants avec un champ dans l'entrefer de 100 G minimum, fonctionnant avec une bande-passante pouvant atteindre 4 kHz et assez fin pour pouvoir les positionner avec un pas de 2,5 mm ($\Lambda/2$). La solution retenue a été des électroaimants en C

dont le circuit magnétique est réalisé par l'empilage de 6 tôles de qualité M6X, d'épaisseur 0,35 mm, ce qui conduit à une épaisseur totale de 2,1 mm (voir figure 4.20). Le bobinage est réalisé avec du cuivre émaillé de diamètre 1 mm (matériau compatible avec l'ultra-vide). Les premiers essais ont été réalisés avec des entrefers de 1 mm et 2 mm afin de faciliter l'alignement avec le jet atomique. Or, ces essais ont montré que le rayonnement magnétique induit (de rayon équivalent à l'entrefer) était trop important par rapport à l'espacement entre deux électroaimants. En effet, la distance séparant deux circuits magnétiques consécutifs, égale à $\Lambda/2$, est alors de l'ordre de l'entrefer. Le couplage mutuel provoque alors une chute d'environ 70 % du champ magnétique par rapport à la valeur mesurée initiale, sans champ magnétique de sens opposé de part et d'autre. Nous avons donc dû nous résigner à l'emploi d'un entrefer de 0,8 mm (il n'était pas possible de descendre en deçà, car cette dimension correspond à l'épaisseur du capteur de champ magnétique utilisé par la société Bouhnik). Un ensemble de 10 paires d'électroaimants a alors été réalisé avec un support en céramique afin d'être compatible avec un emploi en milieu ultra-vide. Avec ce dispositif, il est possible d'obtenir des champs magnétiques de 900 G en son centre (cf. figure 4.21). Cette valeur est largement supérieure au cahier des charges original, mais sûrement utile pour des configurations d'emploi à venir car les effets attendus du champ sont proportionnels à l'amplitude de celui-ci.

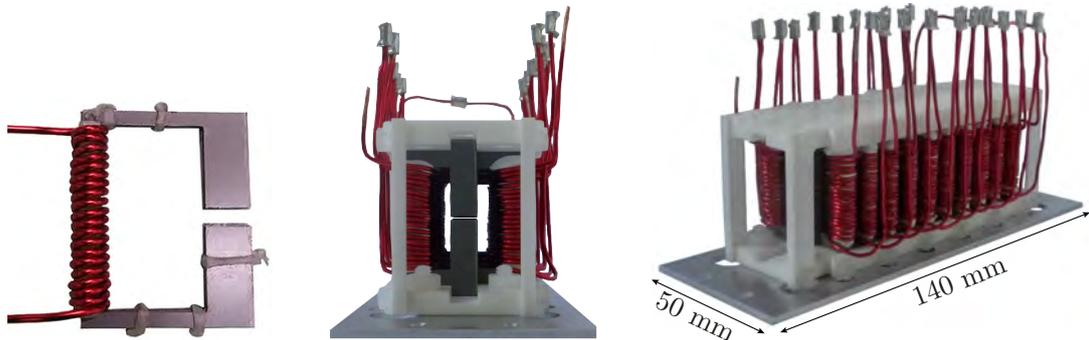


FIGURE 4.20 – Dispositif magnétique pour champ comobile : (gauche) électroaimant isolé (entrefer 2 mm) ; (centre et droite) 10 paires d'électroaimants assemblées, avec un entrefer de 0,8 mm

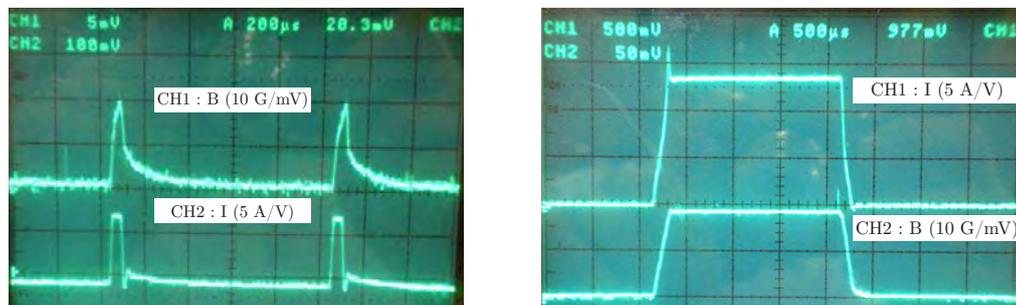


FIGURE 4.21 – Caractérisation du dispositif magnétique pour champs comobiles alimenté par une impulsion pour deux champs magnétiques : (gauche) 100 G et (droite) 900 G ; les mesures ont été effectuées au niveau de l'aimant n° 7 sur 20

Une fois le dispositif réalisé, nous avons besoin d'une alimentation nous permettant d'obtenir les champs magnétiques souhaités. La caractérisation du dispositif magnétique a permis de définir l'impédance équivalente totale : $R = 0,29 \Omega$ et $L = 1,6 \text{ mH}$. La solution apportée par la société Bouhnik permet d'obtenir des impulsions magnétiques de caractéristiques suivantes :

- temps de montée égal à $50 \mu\text{s}$;
- descente de forme exponentielle sur des résistances de puissance, avec choix des constantes de temps par commutation en face avant : $50 \mu\text{s}$, $100 \mu\text{s}$, $200 \mu\text{s}$, $300 \mu\text{s}$, $500 \mu\text{s}$ (d'autres valeurs pourront être mises en place par modification des résistances internes) ;
- une constante de temps en fin de décharge, pour arrêter la circulation du courant rapidement, de $2 \mu\text{s}$
- un courant crête réglable de 0 A à $9,5 \text{ A}$.

La figure 4.22a donne la valeur absolue du champ magnétique (les amplitudes de deux aimants voisins sont opposées) en fonction de la position de mesure (n° d'aimant). On remarque des effets de bords importants, mais aussi une certaine symétrie autour du centre du dispositif (aimant $n^\circ 10$). La zone de champ magnétique « constant » se situe entre les aimants $n^\circ 4$ et $n^\circ 16$. Des mesures de champs maximums en fonction de la constante de temps ont été réalisées et sont présentées en figure 4.22b. L'alimentation présente un seuil bas de courant de 3 A qui correspond à un champ minimum d'environ 100 G . Des régressions linéaires des points obtenus permettent de déduire les relations entre champ maximum (en gauss) et courant (en ampère) pour les constantes de temps suivantes :

- $\tau = 50 \mu\text{s}$, $B = 126I - 306$;
- $\tau = 200 \mu\text{s}$, $B = 83,5I - 184$;
- $\tau = 500 \mu\text{s}$, $B = 138,6I - 308$;

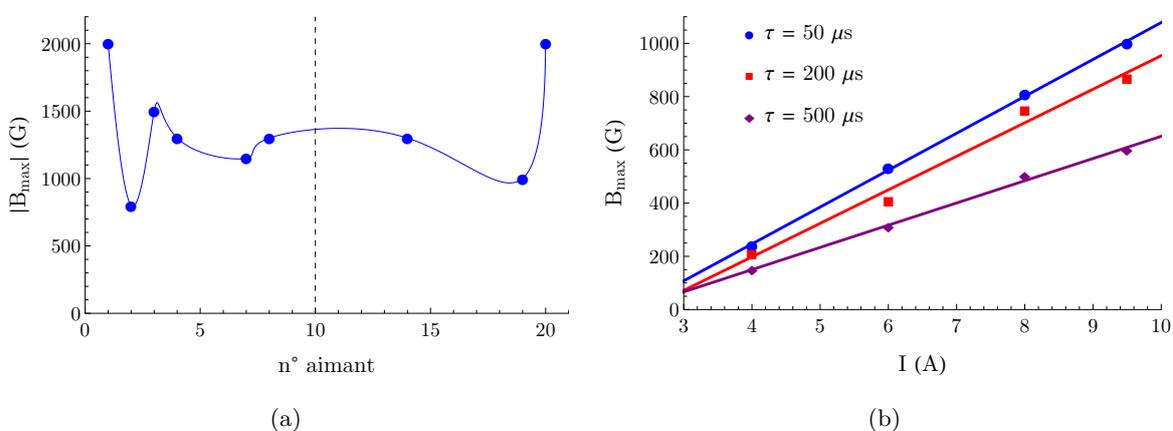


FIGURE 4.22 – Champs magnétiques du dispositif comobile en fonction (a) de la position (n° d'aimant, le centre étant le $n^\circ 10$) et (b) du courant, pour différentes constantes de temps (mesurés au niveau de l'aimant $n^\circ 5$)

Le front montant d'un générateur BF permet de déclencher la montée du courant, et son front descendant déclenche la phase finale de décharge rapide. Un retard de $20 \mu\text{s}$ a été mesuré entre l'apparition du front montant et le début de l'impulsion. Le taux de répétition des impulsions est limité à 100 Hz. La figure 4.23 montre une décroissance parfaitement exponentielle et cela pour deux valeurs de champ crête et pour différentes valeurs de constante de temps.

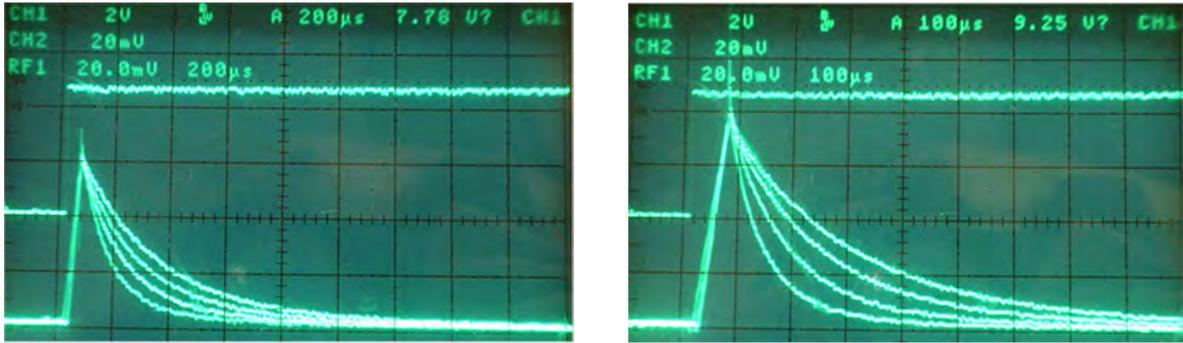


FIGURE 4.23 – Champs magnétiques exponentiellement décroissants pour deux valeurs de champ maximum et plusieurs constante de temps τ : (gauche) $B_{max} = 600 \text{ G}$, $\tau = [100 \mu\text{s}; 500 \mu\text{s}]$ et (droite) $B_{max} = 800 \text{ G}$, $\tau = [50 \mu\text{s}; 300 \mu\text{s}]$; les mesures ont été effectuées au niveau de l'aimant n° 7 sur 20

Le faible entrefer va nous obliger à procéder à un alignement fin entre le dispositif magnétique et le jet atomique. Afin de faciliter cette opération, le groupe s'est doté d'une plateforme cinématique à six degrés de liberté de la compagnie SmartAct GmbH [104] : un SmarPod modèle 110.45 (voir figure 4.24). Afin d'être compatible avec les exigences des expériences à venir, nous l'avons choisi composé de matériaux amagnétiques et pouvant aller sous vide poussé. Le plateau de diamètre 60 mm accepte des charges non négligeables : 5 N selon la verticale z et 2,5 N appliquées latéralement (axes x et y). Ses autres caractéristiques sont données en tableau 4.2. De plus, ce dispositif sera très utile pour le positionnement d'objets d'intérêts pour le groupe : réseaux nanométriques, feuilles de graphène, etc.

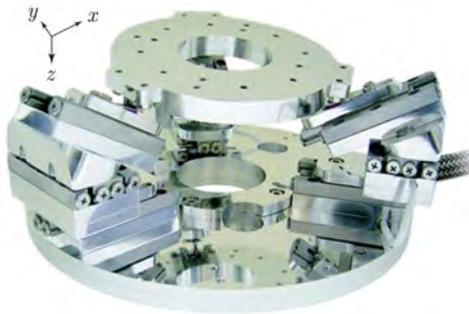


FIGURE 4.24 – Plateforme cinématique SmarPod 110.45

		x	y	z
Linéaire	Course	20 mm		10 mm
	Pas	1 nm		
	Répétabilité	200 nm		
Rotation	Course	20°	35°	
	Pas	1 μrad		
	Répétabilité	10 μrad		

TABEAU 4.2 – Caractéristiques dynamiques du SmarPod 110.45

Conclusion

Durant mes années passées au sein du groupe Optique et interférométrie atomique, j'ai réalisé des mesures d'échange de métastabilité. La mise en place d'un modulateur acousto-optique, au niveau de faisceau laser du ralentisseur Zeeman, m'a permis d'explorer une gamme d'énergie centre de masse comprise entre 4,5 à 8,7 meV. Je présente également l'interprétation théorique par une approche semi-classique (approximation JWKB) qui se révèle validée, dans ce domaine d'énergies, en comparaison avec la résolution exacte de l'équation de Schrödinger radiale mettant en jeu les potentiels *gerade* et *ungerade* concernés par la collision. Les sections efficaces absolues d'échanges, déduites d'une analyse en temps de vol du signal métastable, permettent de réaliser une comparaison sans biais avec les prédictions théoriques. Le très bon accord aux plus hautes énergies conforte notre méthodologie. Même si d'autres pistes sont en cours d'investigation, les écarts aux énergies les plus basses peuvent être expliqués par l'exacerbation du processus collisionnel d'échange par rapport à la voie dite « directe » dans le cas d'atomes indiscernables, phénomène prédit théoriquement [74,75]. Plusieurs pistes d'amélioration sont proposées comme le changement du dispositif optique afin d'éliminer la présence d'atomes dit « résiduels », mais aussi l'allongement de la distance entre le début du ralentisseur et le détecteur afin d'étudier des énergies encore plus basses. Enfin l'emploi d'atome, tel le krypton, permettrait d'approfondir les questions sur l'indiscernabilité, puisqu'il présente un grand nombre d'isotopes stables.

À la vue des caractéristiques de distribution de vitesse et d'ouverture angulaire du jet en sortie de ralentisseur Zeeman, le groupe a décidé de créer une nouvelle source atomique. C'est dans ce but que j'ai réalisé un piège magnéto-optique (MOT) en sortie du ralentisseur Zeeman. De cette nouvelle source froide, un jet d'atomes d'Ar* est extrait par un faisceau laser décaler dans le bleu par rapport à la transition fermée de l'état 3P_2 à 811,5 nm. Le MOT comporte environ 6×10^4 atomes pour un diamètre FWHM de 101 μm . Le nombre d'atomes piégés est, entre autre, limité par la pression à l'intérieur de l'enceinte. Il serait alors possible de réduire de manière drastique celle-ci en séparant, avant le ralentisseur, les atomes Ar* 3P_2 des atomes non utiles : les atomes dans l'état fondamental et l'état 3P_0 . Ceci pourrait se faire à l'aide de deux miroirs courbes sur lesquels serait envoyé un laser à 811,5 nm, le front d'onde

courbe jouant alors le rôle de déflecteur. Cela nécessiterait, en plus, de décentrer l'entrée du ralentisseur Zeeman. Malgré le travail conséquent à réaliser, je suis persuadé du bien fait que cette solution apporterait. La caractérisation du jet atomique poussé a donné des résultats supérieurs à nos ambitions initiales en terme de dispersion de vitesse relative (6 % à $20 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$), d'ouverture angulaire (35 mrad FWHM) et de flux ($4,7 \times 10^8 \text{ Ar}^* \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}$). En plus de ces remarquables caractéristiques, le fait de pousser les atomes perpendiculairement au jet initial présente l'avantage de supprimer, au niveau du détecteur, les Ar^* du niveau $^3\text{P}_0$. Une étude de densités « utiles » montre que ces caractéristiques sont adaptées pour l'étude des interactions atome-surface, à l'aide d'un réseau en transmission nanométrique, et dans le cas de l'emploi du jet dans un dispositif magnétique comobile. Cependant, il est toujours possible d'améliorer le dispositif en mettant en place une mélasse optique en début de jet atomique poussé. L'utilisation d'un jet poussé en continu pourrait aussi être bénéfique, à condition de déterminer la vitesse. Pour cela, il est nécessaire de mettre en place un système de hachage du jet poussé afin de pouvoir faire une analyse en temps de vol.

À l'aide de sa caractérisation, j'ai déterminé le rayon de cohérence de notre nouvelle source d'atomes. Sa valeur dépend des conditions expérimentales telles que la taille de la source (MOT), la vitesse du jet atomique (donc son nombre d'onde) ainsi que son ouverture angulaire et sa distribution de vitesse. Pour un contraste de 50 %, le rayon de cohérence passe de 480 nm à 1087 nm lorsque la vitesse décroît de $29,2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ à $12,9 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Toujours dans le domaine de l'interférométrie atomique, une étude théorique de l'anisotropie des interactions atome surface a été menée. J'ai ainsi pu déterminer que le passage de l'interaction van der Waals « pur » (régime non retardé) aux interactions longues distances, de type Casimir-Polder (régime retardé), s'effectue sur une distance à la surface de l'ordre de 35 nm. Le comportement à longue distance de la partie quadrupolaire de l'interaction atome-surface peut être expérimentalement étudié à l'aide de l'observation de la diffraction inélastique d'un paquet d'onde de type Michelangelo. Ce manuscrit se clôt par l'étude des potentiels comobiles qui sont des potentiels dépendant du temps et de l'espace en « résonance » avec des atomes. Après l'approche détaillée de ces potentiels, je fournis différentes applications en fonction du caractère adiabatique ou non de ceux-ci. Dans le premier cas, l'application d'une impulsion exponentiellement décroissante d'une durée longue par rapport à la constante de temps permet d'obtenir des milieux d'indice négatif pour les ondes de matière. Ce phénomène peut être un nouvel outil pour la manipulation atomique : séparatrice atomique, interféromètre d'aire conséquente, etc. Dans l'autre cas, où la durée de l'impulsion est très courte, il est possible de mettre à profit la modification de la vitesse de groupe pour réaliser un ralentisseur. Afin d'optimiser sa longueur, je propose l'emploi d'un potentiel comobile optique qui permet, sous conditions de puissance et *detuning*, de quasiment stopper un atome d' Ar^* , avec une vitesse initiale de $560 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, sur une distance de 20 cm. Enfin, un dispositif magnétique permettant la réalisation de ces potentiels comobiles a été développé.

Équation de Schrödinger dans un champ central

L'équation de Schrödinger du mouvement d'une particule de masse μ dans un champ central symétrique $U(r)$ est [69, p. 127] :

$$\Delta\Psi + \frac{2\mu}{\hbar^2} [E - U(r)]\Psi = 0 \quad (\text{A.1})$$

En utilisant le laplacien (Δ) en coordonnées sphériques¹, nous obtenons :

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \Psi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \left[\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \Psi}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \varphi^2} \right] + \frac{2\mu}{\hbar^2} [E - U(r)]\Psi = 0 \quad (\text{A.2})$$

En introduisant l'opérateur du carré du moment angulaire d'une particule $\hat{\mathbf{I}}^2$ [69, p. 107], l'équation (A.2) devient :

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \Psi}{\partial r} \right) - \frac{\hat{\mathbf{I}}^2}{r^2} \Psi + \frac{2\mu}{\hbar^2} [E - U(r)]\Psi = 0 \quad (\text{A.3})$$

Nous cherchons une solution où la fonction d'onde Ψ comporte une partie radiale $R_l(r)$ et une partie sphérique $Y_{lm}(\theta, \varphi)$, où l et m sont respectivement le moment orbital et le moment magnétique, telle que :

$$\Psi = R_l(r) Y_{lm}(\theta, \varphi) \quad (\text{A.4})$$

Or, l'opérateur $\hat{\mathbf{I}}^2$ donne les valeurs propres $l(l+1)$, c'est-à-dire $\hat{\mathbf{I}}^2 Y_{lm} = l(l+1) Y_{lm}$. En utilisant cette propriété dans l'équation (A.3), nous trouvons l'équation suivante pour la

1. En coordonnées sphériques (r, θ, ϕ) , l'opérateur de Laplace donne :

$$\Delta f = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial f}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial f}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 f}{\partial \varphi^2}$$

fonction radiale :

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dR_l}{dr} \right) - \frac{l(l+1)}{r^2} R_l(r) + \frac{2\mu}{\hbar^2} [E - U(r)] R_l(r) = 0 \quad (\text{A.5})$$

En posant :

$$R_l(r) = \frac{\chi_l(r)}{r} \quad (\text{A.6})$$

l'équation (A.5) devient :

$$\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2 \chi_l}{dr^2} + \left[E - U(r) - \frac{\hbar^2}{2\mu} \cdot \frac{l(l+1)}{r^2} \right] \chi_l(r) = 0 \quad (\text{A.7})$$

Or cette dernière équation correspond à l'équation de Schrödinger d'une particule dans un potentiel effectif :

$$U_{eff}(r) = U(r) + \frac{\hbar^2}{2\mu} \cdot \frac{l(l+1)}{r^2} \quad (\text{A.8})$$

Le deuxième terme (en $1/r^2$) est appelé énergie centrifuge. En l'absence de potentiel extérieur, une onde sphérique convergente ne peut être stationnaire en zéro, sous peine de voir sa densité devenir infinie. Cette onde doit donc « repartir » de façon continue (absence de singularité en zéro) : c'est le rôle du potentiel centrifuge qui est répulsif.

Approximation JWKB

L'acronyme de cette approximation est en l'honneur de H. Jeffreys, G. Wentzel, H. A. Kramers et L. Brillouin. L'équation de Schrödinger à une dimension d'une particule de masse μ dans un champ $U(x)$ s'écrit :

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2} [E - U(x)] \Psi(x) = 0 \quad (\text{B.1})$$

lorsque $U(x) = U$ est constant avec $U < E$, la solution de l'équation (B.1) est triviale et vaut $\Psi(x) = e^{\pm ikx}$ où $k = \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2} (E - U)}$ représente le nombre d'onde (norme du vecteur d'onde) de la fonction d'onde $\Psi(x)$. En s'inspirant de ce résultat, lorsque $U(x)$ varie lentement avec x , cherchons une solution de la forme :

$$\Psi(x) = e^{ik(x)} \quad (\text{B.2})$$

Si nous définissons la fonction $K(x)$ telle que :

$$K^2(x) = \frac{2\mu}{\hbar^2} [E - U(x)] \quad (\text{B.3})$$

l'équation (B.1) devient :

$$i \frac{d^2k}{dx^2} - \left(\frac{dk}{dx} \right)^2 + K^2(x) = 0 \quad (\text{B.4})$$

Le potentiel $U(x)$ variant lentement, nous pouvons négliger, à l'ordre zéro, la dérivée seconde de $k(x)$. La solution de l'équation (B.4) est alors :

$$k_0(x) = \pm \int K(x) dx + A \quad (\text{B.5})$$

où A est la constante d'intégration.

L'équation (B.5) est appelée approximation JWKB d'ordre zéro et n'est valable que

lorsque le potentiel $U(x)$ varie lentement avec x . Cette condition d'adiabaticité se traduit par :

$$\left| \frac{dK}{dx} \right| \ll |K^2(x)| \quad (\text{B.6})$$

soit :

$$\mu \hbar \left| \frac{dU}{dx} \right| \ll \left[2\mu |E - U(x)| \right]^{3/2} \quad (\text{B.7})$$

Nous pouvons remarquer que $F = -dU/dx$ correspond à la force classique subit par une particule dans un champ extérieur et que $p(x) = \sqrt{2\mu |E - U(x)|}$ est équivalent à l'impulsion de la particule, $p(x) = \hbar k(x)$. La validité de l'approximation JWKB revient à dire que l'impulsion de la particule ne doit pas être trop petite puisque l'équation (B.7) peut être mise sous la forme :

$$\frac{m \hbar |F|}{p^2(x)} \ll 1 \quad (\text{B.8})$$

Si $E > U(x)$, $K(x)$ et donc $k_0(x)$ sont réelles et la fonction d'onde $\Psi(x)$ est alors une onde oscillante. Dans le cas contraire, $k_0(x)$ étant imaginaire, $\Psi(x)$ est une onde évanescence. Il est donc nécessaire de connecter ces deux équations lorsque $E = U(x)$, ce qui se produit en un point a nommé point de rebroussement. Il est évident que l'approximation JWKB n'est pas valable autour de a car $|E - U(x)|$ tendant vers zéro, l'équation (B.7) n'est plus satisfaite; il faut alors résoudre l'équation de Schrödinger. En supposant que les fonctions de part et d'autre du point de rebroussement peuvent être reliées par une fonction linéaire, H.A. Kramers [105] a démontré que la fonction d'onde, pour le domaine où $E > U(x)$ (valable pour $x > a$), vaut à l'ordre zéro $\Psi(x) = C \cos k_0(x)$ avec :

$$k_0(x) = \int_a^x \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2} [E - U(x)]} dx + \frac{\pi}{4} \quad (\text{B.9})$$

et C est la constante de normalisation de la fonction d'onde dans le domaine où $E < U(x)$.

Dans le cas d'un potentiel central, nous avons deux différences : le potentiel est un potentiel effectif (cf. équation (A.8)) et le problème est à coordonnées radiales. L'équation (B.1) devient alors :

$$\frac{d^2 \Psi}{dr^2} + K^2(r) \Psi(r) = 0 \quad (\text{B.10})$$

où

$$K^2(r) = \frac{2\mu}{\hbar^2} [E - U(r)] - \frac{l(l+1)}{r^2} \quad (\text{B.11})$$

Effectuons les changements de variables proposés par R.E. Langer [106] :

$$r = e^x \quad \text{et} \quad \Psi(x) = e^{x/2} w(x) \quad (\text{B.12})$$

En posant $U(r) = \sum_{n>0} C_n r^{-n}$, l'équation (B.10) devient :

$$\frac{d^2 w}{dx^2} + K^2(x) w(x) = 0 \quad (\text{B.13})$$

avec :

$$K^2(x) = \frac{2\mu}{\hbar^2} \left[E e^{2x} - \sum_{n>0} C_n e^{(2-n)x} \right] - \left(l + \frac{1}{2} \right)^2 \quad (\text{B.14})$$

L'équation (B.13) est totalement similaire à l'équation (B.1), nous pouvons alors en déduire que sa solution est identique à l'équation (B.5). Afin de revenir aux coordonnées radiales, nous pouvons remarquer de l'équation (B.12) que $dx = e^{-x} dr$, ce qui nous permet d'écrire :

$$\int K(x) dx = \int K_1(r) dr \quad (\text{B.15})$$

avec $K_1(r)$ tel que (en se rappelant que $r = e^x$) :

$$K_1^2(r) = K^2(x) e^{-2x} \quad (\text{B.16})$$

$$K_1^2(r) = \frac{2\mu}{\hbar^2} [E - U(r)] - \frac{\left(l + \frac{1}{2} \right)^2}{r^2} \quad (\text{B.17})$$

En tenant compte des conditions aux limites, des équations (B.9) et (B.17) nous déterminons la solution radiale de la fonction d'onde $\Psi(r) \propto e^{\pm i k(r)}$ qui est, dans le domaine où $E > U(r)$:

$$k(r) = \int_a^r \left[\frac{2\mu}{\hbar^2} [E - U(r)] - \frac{\left(l + \frac{1}{2} \right)^2}{r^2} \right]^{1/2} dr + \frac{\pi}{4} \quad (\text{B.18})$$

Résolution numérique de la section d'échange

Constantes

$h = 6.62606957 \times 10^{-34}$	(* (29) constante de Planck en $J \cdot s$ *) ;
$hb = \frac{h}{2\pi}$	(* constante de Planck réduite en $J \cdot s$ *) ;
$c = 299792458$	(* vitesse de la lumière en $m \cdot s^{-1}$ *) ;
$\mu B = 927.400968 \times 10^{-26}$	(* (20) magnéton de Bohr en $J \cdot T^{-1}$ *) ;
$m_e = 9.10938291 \times 10^{-31}$	(* (40) masse de l'électron en kg *) ;
$amu = 1.660538921 \times 10^{-27}$	(* (73) unité de masse atomique en kg *) ;
$a_0 = 0.52917721092 \times 10^{-10}$	(* (17) rayon de Bohr en m *) ;
$E_h = 27.21138505$	(* (60) Hartree : unité atomique d'énergie en eV *) ;

Données Argon

$m_{Ar} = 39.948 amu$	(* masse de l'atome d'argon en kg *) ;
$\mu = \frac{m_{Ar}}{2m_e}$	(* masse réduite du système $Ar-Ar^*$ en ua *) ;

Potentiers Gerade et Ungerade

$C_6g = 67.200 ;$	(* en unité atomique *)
$A_g = 6789.94287 ;$	
$\alpha_g = 0.118743532 ;$	
$n_g = 7.59369825 ;$	

$$C6u = C6g;$$

$$Au = 372.145909;$$

$$\alpha u = 0.816170947;$$

$$\nu u = 3.33737992;$$

$$Ug[r_-] := \frac{-C6g}{r^6} + \frac{Age^{-\alpha g r}}{r^{\text{ng}}}$$

$$Uu[r_-] := \frac{-C6u}{r^6} + \frac{Aue^{-\alpha u r}}{r^{\text{nu}}}$$

Potentiels effectifs

$$Veffg[r_-, l_-] := 2\mu Ug[r] + \frac{(l + 1/2)^2}{r^2} \quad (* \text{ Potentiel effectif Gerade en } ua *)$$

$$Veffu[r_-, l_-] := 2\mu Uu[r] + \frac{(l + 1/2)^2}{r^2} \quad (* \text{ Potentiel effectif UngGrade en } ua *)$$

Énergie centre de masse

$$k[Ecm_-] := \sqrt{\frac{2\mu Ecm 10^{-3}}{Eh}} \quad (* \text{ nombre d'onde de Ar-Ar* en } ua *)$$

$$Ecm = \text{Table}[i, \{i, 0.1, 50, 0.1\}] \quad (* \text{ énergie centre de masse de Ar-Ar* en meV } *)$$

Distance de plus courte approche Gerade et Ungerade

$$lmax = 300;$$

$$\text{rg} = \text{Table}\left[\left\{\text{Ecm}[[j]], i, r /. \text{FindRoot}\left[\text{k}[\text{Ecm}[[j]]]^2 - \text{Veffg}[r, i] == 0, \{r, 4\}\right], \right. \right. \\ \left. \left. \{j, 1, \text{Length}[\text{Ecm}]\}, \{i, 0, lmax\}\right\} \quad (* \text{ rg}[[i,j,k]] : i \rightarrow \text{Ecm}; j \rightarrow 1; k \rightarrow \text{rg} *)$$

$$\text{ru} = \text{Table}\left[\left\{\text{Ecm}[[j]], i, r /. \text{FindRoot}\left[\text{k}[\text{Ecm}[[j]]]^2 - \text{Veffu}[r, i] == 0, \{r, 4\}\right], \right. \right. \\ \left. \left. \{j, 1, \text{Length}[\text{Ecm}]\}, \{i, 0, lmax\}\right\} \quad (* \text{ ru}[[i,j,k]] : i \rightarrow \text{Ecm}; j \rightarrow 1; k \rightarrow \text{rg} *)$$

Section efficace

$$rmax = 300 \quad (* \text{ limite de distance en } a0 *);$$

$$rspan = 6 \quad (* \text{ distance de l'interpolation sinusoïdal en } a0 *);$$

$$Estart = 5 \quad (* \text{ Ecm de départ de } 0.5 \text{ meV } *);$$

$$Espan = 5 \quad (* \text{ pas en Ecm de } 0.5 \text{ meV } *);$$

$$\text{For}[\text{Ei} = \text{Estart}, \text{Ei} \leq \text{Length}[\text{Ecm}], \text{Ei} + = \text{Espan},$$

$$\text{kE} = \text{k}[\text{Ecm}[[\text{Ei}]]];$$

$$\text{K2g}[x_-, l_-] := e^{2x} (\text{kE}^2 - 2\mu Ug[e^x]) - (l + 1/2)^2 \quad (* \text{ K}^2(x) \text{ pour } 2g, 2u \text{ et libre } *);$$

$dK2g[x_ , l_] := \partial_x K2g[x, l]$ (* linéarisation de $K^2(x)$ *) ;
 $K2u[x_ , l_] := e^{2x} (kE^2 - 2\mu Uu[e^x]) - (l + 1/2)^2$;
 $dK2u[x_ , l_] := \partial_x K2u[x, l]$;
 $K2l[x_ , l_] := e^{2x} kE^2 - (l + 1/2)^2$;
 $dK2l[x_ , l_] := \partial_x K2l[x, l]$;
 $al[l_] := dK2l \left[\text{Log} \left[\frac{l + 1/2}{kE} \right], l \right]$ (* linéarisation de l'onde libre *) ;
 (* résolution des équations différentielles *) ;
 $wg = \text{Table} \left[\left\{ l, \text{NDSolve} \left[\left\{ y''[x] + K2g[x, l]y[x] == 0, y[\text{Log}[\text{rg}[[\text{Ei}, l + 1, 3]]]] == \text{AiryAi}[0], \right. \right. \right. \right.$
 $\left. \left. \left. y'[\text{Log}[\text{rg}[[\text{Ei}, l + 1, 3]]]] == -dK2g[\text{Log}[\text{rg}[[\text{Ei}, l + 1, 3]]], l]^{1/3} \text{AiryAiPrime}[0] \right\}, \right. \right.$
 $\left. y, \{x, \text{Log}[\text{rg}[[\text{Ei}, l + 1, 3]]], \text{Log}[\text{rmax}]\}, \text{MaxSteps} \rightarrow 10^6 \right\}, \{l, 0, \text{lmax}\} \right]$;
 $wu = \text{Table} \left[\left\{ l, \text{NDSolve} \left[\left\{ y''[x] + K2u[x, l]y[x] == 0, y[\text{Log}[\text{ru}[[\text{Ei}, l + 1, 3]]]] == \text{AiryAi}[0], \right. \right. \right. \right.$
 $\left. \left. \left. y'[\text{Log}[\text{ru}[[\text{Ei}, l + 1, 3]]]] == -dK2u[\text{Log}[\text{ru}[[\text{Ei}, l + 1, 3]]], l]^{1/3} \text{AiryAiPrime}[0] \right\}, \right. \right.$
 $\left. y, \{x, \text{Log}[\text{ru}[[\text{Ei}, l + 1, 3]]], \text{Log}[\text{rmax}]\}, \text{MaxSteps} \rightarrow 10^6 \right\}, \{l, 0, \text{lmax}\} \right]$;
 $wl = \text{Table} \left[\left\{ l, \text{NDSolve} \left[\left\{ y''[x] + K2l[x, l]y[x] == 0, y \left[\text{Log} \left[\frac{l + 1/2}{kE} \right] \right] == \text{AiryAi}[0], \right. \right. \right. \right.$
 $\left. \left. \left. y' \left[\text{Log} \left[\frac{l + 1/2}{kE} \right] \right] == -al[l]^{1/3} \text{AiryAiPrime}[0] \right\}, y, \{x, \text{Log} \left[\frac{l + 1/2}{kE} \right], \text{Log}[\text{rmax}]\}, \right. \right.$
 $\left. \text{MaxSteps} \rightarrow 10^6 \right\}, \{l, 0, \text{lmax}\} \right]$;
 (* interpolation des fonctions d'Airy à longue distance *) ;
 $\text{Aig} = \text{Table} \left[\left\{ l, \text{Table} \left[\left\{ \text{rmax} - \text{rspan} + i, \text{Evaluate} [y[\text{Log}[\text{rmax} - \text{rspan} + i]]] /. \right. \right. \right. \right.$
 $\left. \left. \left. wg[[l + 1, 2]] [[1]] \right\}, \{i, 0, \text{rspan}, 0.01\} \right\}, \{l, 0, \text{lmax}\} \right]$;
 $\text{Aiu} = \text{Table} \left[\left\{ l, \text{Table} \left[\left\{ \text{rmax} - \text{rspan} + i, \text{Evaluate} [y[\text{Log}[\text{rmax} - \text{rspan} + i]]] /. \right. \right. \right. \right.$
 $\left. \left. \left. wu[[l + 1, 2]] [[1]] \right\}, \{i, 0, \text{rspan}, 0.01\} \right\}, \{l, 0, \text{lmax}\} \right]$;
 $\text{Ail} = \text{Table} \left[\left\{ l, \text{Table} \left[\left\{ \text{rmax} - \text{rspan} + i, \text{Evaluate} [y[\text{Log}[\text{rmax} - \text{rspan} + i]]] /. \right. \right. \right. \right.$
 $\left. \left. \left. wl[[l + 1, 2]] [[1]] \right\}, \{i, 0, \text{rspan}, 0.01\} \right\}, \{l, 0, \text{lmax}\} \right]$;
 (* détermination des phases *) ;
 $\phi l = \text{Table} \left[\left\{ l, \text{FindFit} [\text{Ail}[[l + 1, 2]], \right. \right.$
 $\left. \alpha \text{Cos} \left[(kE + 0.01 \delta)x - (l + 1) \frac{\pi}{2} + \varphi \right], \{\alpha, \varphi, \delta\}, x \right] [[2, 2]] \right\}, \{l, 0, \text{lmax}\} \right]$;

```

phi_g = Table [ { l, FindFit [ Aig[[l + 1, 2]],
    alpha Cos [ (kE + 0.01 delta) x - (l + 1) (pi/2) + phi ], { alpha, phi, delta }, x ] [[2, 2]] - phi1[[l + 1, 2]] }, { l, 0, lmax } ];
phi_u = Table [ { l, FindFit [ Aiu[[l + 1, 2]],
    alpha Cos [ (kE + 0.01 delta) x - (l + 1) (pi/2) + phi ], { alpha, phi, delta }, x ] [[2, 2]] - phi1[[l + 1, 2]] }, { l, 0, lmax } ];
(* Section d'échange *)
sigma = (pi/kE^2) Sum [ (2l + 1) Sin [ phi_g[[l + 1, 2]] - phi_u[[l + 1, 2]] ]^2, { l, 0, lmax };
If [ Ei == Estart,
    sigma_t = { { Ecm[[Ei]], sigma } },
    sigma_t = Append [ sigma_t, { Ecm[[Ei]], sigma } ],
]
]

```

Métrologie

Je propose dans cette annexe de faire quelques rappels sur les incertitudes et plus particulièrement celles de type B. En effet, celles-ci sont directement liées aux moyens utilisés pour effectuer le mesurage (alors que celles du type A sont liées à une analyse statistique de séries d'observations). Pour plus de précision, je vous renvoie à la lecture de la référence [107].

D.1 Loi normale

Une loi normale a pour équation (cf. figure D.1) :

$$f(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}} \quad (\text{D.1})$$

où μ et σ représentent respectivement la valeur moyenne et l'écart-type (c-à-d l'incertitude-type).

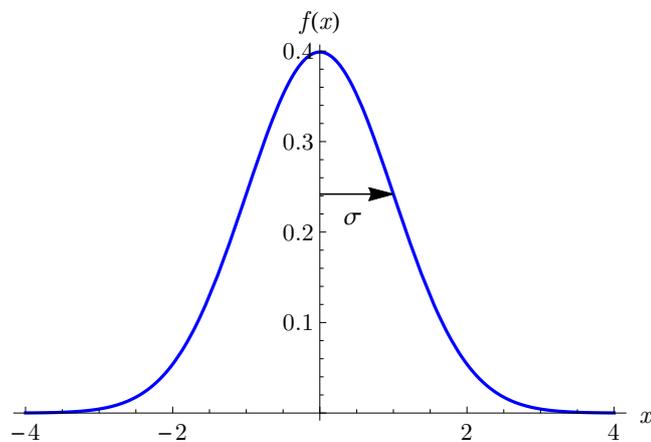


FIGURE D.1 – Loi normale centrée ($\mu = 0$) et d'écart-type unitaire ($\sigma = 1$)

D.2 Loi uniforme

Une loi uniforme a pour équation (cf. figure D.2) :

$$g(x) = \begin{cases} \frac{1}{2\alpha} & \text{pour } -\alpha < x < \alpha \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{D.2})$$

où l'amplitude dans l'intervalle $[-\alpha, \alpha]$ est telle que l'aire de la fonction est unitaire.

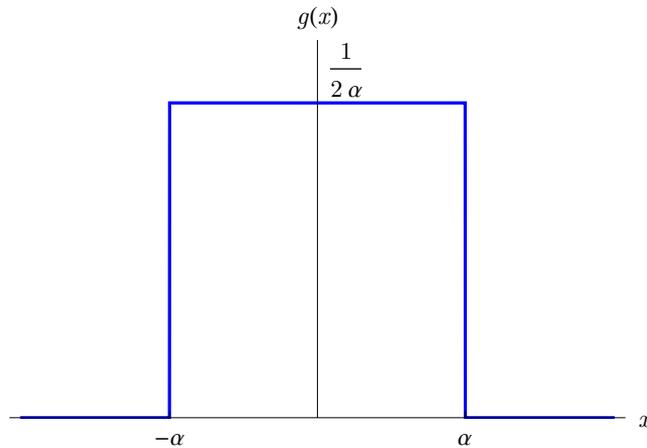


FIGURE D.2 – Loi uniforme

De la densité $g(x)$, on en déduit les valeurs moyennes de x et x^2 :

$$\begin{aligned} \bar{x} &= \int_{-\infty}^{\infty} xg(x) dx & \bar{x^2} &= \int_{-\infty}^{\infty} x^2g(x) dx \\ &= \int_{-\alpha}^{\alpha} \frac{x}{2\alpha} dx & &= \int_{-\alpha}^{\alpha} \frac{x^2}{2\alpha} dx \\ &= \left[\frac{x^2}{4\alpha} \right]_{-\alpha}^{\alpha} & &= \left[\frac{x^3}{6\alpha} \right]_{-\alpha}^{\alpha} \\ \bar{x} &= 0 & \bar{x^2} &= \frac{\alpha^2}{3} \end{aligned} \quad (\text{D.3})$$

or, l'incertitude-type est définie par $u = \sqrt{\bar{x^2} - \bar{x}^2}$, d'où pour une loi uniforme :

$$u = \frac{\alpha}{\sqrt{3}} \quad (\text{D.4})$$

La normalisation française préconise d'utiliser cette loi en l'absence de connaissance spécifique sur la répartition des valeurs possibles à l'intérieur d'un intervalle [107, p. 13].

D.3 Incertitude-type composée

L'incertitude-type composée est l'incertitude-type d'une grandeur y obtenue à partir de plusieurs grandeurs x_i à l'aide d'une relation $y = f(x_i)$. Dans le cas de grandeurs x_i non-corrélées (c-à-d dont les covariances sont nulles, indépendantes), l'incertitude-type composée $u_c(y)$ est la racine carrée de la variance composée donnée par :

$$u_c^2(y) = \sum_i \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \right)^2 u^2(x_i) \quad (\text{D.5})$$

où $u(x_i)$ est l'incertitude-type associée à la grandeur x_i .

Si $y = \prod_i x_i^{n_i}$ avec $n_i \in \mathbb{Z}$, on démontre que :

$$\frac{u_c^2(y)}{y^2} = \sum_i n_i^2 \frac{u^2(x_i)}{x_i^2} \quad (\text{D.6})$$

Optique pour un faisceau gaussien

Ce chapitre a pour rôle de rappeler différentes techniques en optique des lasers. Ainsi, je vais donner une méthode afin d’injecter dans une fibre à maintien de polarisation. Puis, je présenterai les mesures et calculs préalables à la mise en place d’un télescope dans le cas de faisceaux gaussiens. Dans ce dernier cas, les valeurs mesurées et calculées sont corrélées à notre dispositif expérimental lors de la mise en place de piège magnéto-optique.

E.1 Injection dans une fibre à maintien de polarisation

Une fibre à maintien de polarisation est une fibre qui est rendue biréfringente par application d’un traitement qui brise sa symétrie de révolution interdisant ainsi le couplage entre les deux directions de polarisation orthogonales. Parmi les différentes architectures possibles, les plus courantes sont les fibres à maintien de polarisation type « Panda » et « Bow-Tie ». Comme le montre la représentation de leur coupe donnée en figure E.1, elles présentent des axes privilégiés sur lesquels il faut aligner la polarisation linéaire de faisceau optique à injecter.

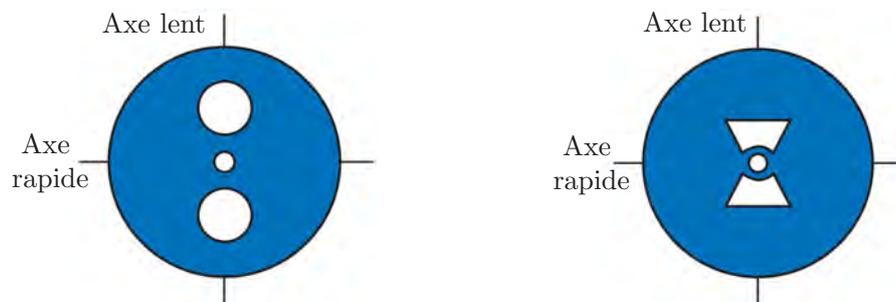


FIGURE E.1 – Profiles de deux types de fibre à maintien de polarisation : « Panda » à gauche et « Bow-Tie » à droite (source : Thorlabs)

La différence de phase entre les composantes du champ électrique E_x et E_y (en coordonnées cartésiennes) est donnée par :

$$\varphi = \frac{2\pi \delta n l}{c} \nu \quad (\text{E.1})$$

où δn est la différence d'indice entre les deux axes, l la longueur de la fibre, c la vitesse de la lumière dans le vide et ν la fréquence de l'onde lumineuse injectée. On peut alors moduler cette phase par modulation de la fréquence laser. Ainsi, un mauvais alignement se traduira par une modulation de la polarisation en sortie. Ce changement de polarisation est converti en une modification de puissance à l'aide d'une lame demi-onde et d'un cube séparateur comme le montre la figure E.2. Lorsque les champs E_x et E_y sont alignés sur les axes privilégiés de la fibre, le terme δn s'annule et la modulation de fréquence ne transparait plus en sortie.

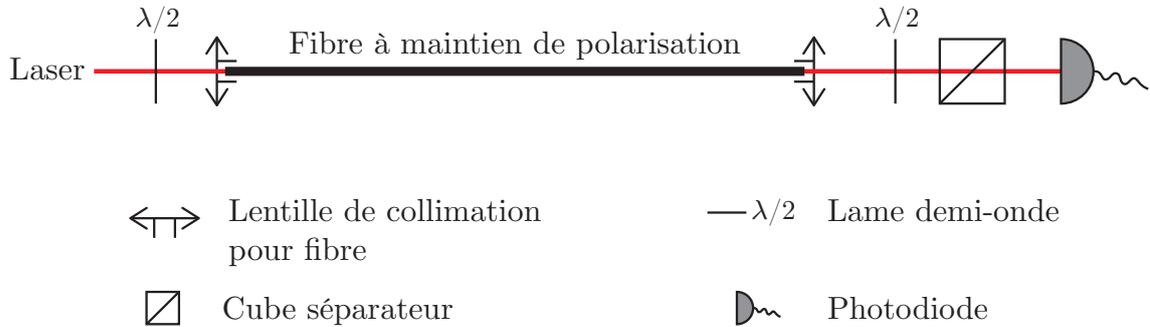


FIGURE E.2 – Montage pour le réglage de l'injection d'une fibre à maintien de polarisation

La procédure de réglage est alors la suivante :

1. Balayer la fréquence du laser à l'aide d'un signal périodique (signal triangulaire). Ceci peut se faire par modulation du cristal piézo-électrique qui contrôle la longueur de la cavité laser. De plus, le balayage doit couvrir quelques gigahertz.
2. S'assurer que le signal de sortie de fibre ne sature pas la photodiode. Synchroniser celle-ci avec le signal de balayage précédemment employé.
3. Tourner la lame demi-onde de sortie de manière à observer un signal de photodiode semblable au signal de rampe. Maximiser le signal crête-à-creux.
4. Tourner la lame demi-onde d'entrée afin d'annuler le signal de photodiode.
5. Répéter les étapes 3 et 4 jusqu'à optimisation. Le bon alignement s'observe aussi par l'absence de changement de polarisation lorsque la fibre est « stressée », en la faisant vibrer par exemple (prendre la précaution de le faire assez loin du point d'injection afin de ne pas désaligner la fibre avec le faisceau laser incident).

E.2 Faisceau en sortie de fibre

Le support de fibre optique utilisé (F-C5-F2-780 de Newport [108]) est muni d'une lentille de collimation, mais elle est prévue pour une longueur d'onde de 780 nm ce qui induit une divergence dans notre utilisation à 811,5 nm. Il est donc nécessaire de caractériser ce faisceau avant tout. Pour cela, on emploie la méthode du « couteau » qui consiste à placer une lame de rasoir (utilisée pour sa partie nette) sur une translation micrométrique selon un axe perpendiculaire au faisceau (selon x dans notre cas, cf. figure E.3).

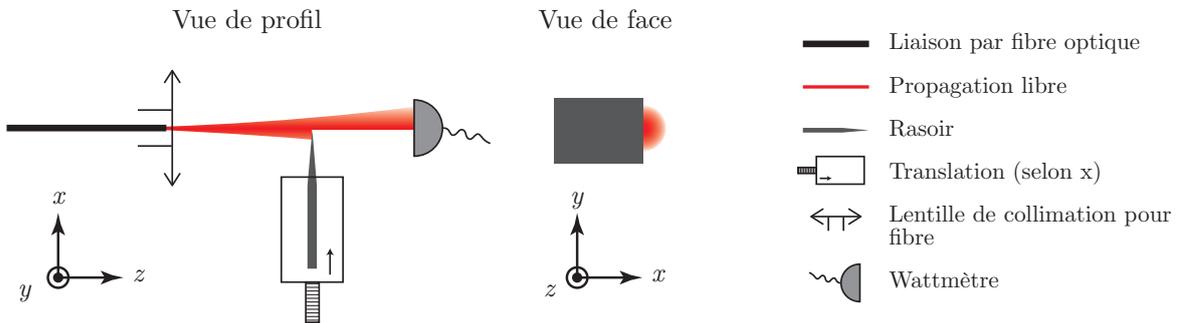


FIGURE E.3 – Schéma de principe pour déterminer le profil d'un faisceau gaussien

On mesure alors la puissance en aval de la lame pour plusieurs positions de celle-ci. Nous sommes en présence d'un faisceau gaussien dont le profil en puissance a pour équation (en considérant l'origine du repère centrée sur le faisceau) :

$$p(x, y, z) = p_0(z) e^{-2(x^2+y^2)/w^2(z)} \quad (\text{E.2})$$

où w est le rayon du faisceau défini à $1/e$ de l'amplitude maximale du champ électrique, soit à $1/e^2$ de la puissance maximale. La puissance mesurée après la lame de rasoir correspond donc à l'intégrale totale $]-\infty, +\infty[$, selon y qui vaut une constante et à une intégrale partielle $[x_{\text{lame}}, +\infty[$ selon x . Le résultat est alors une fonction d'erreur complémentaire, $\text{erfc}(x)$. Un décalage x_0 est ajouté pour compenser le fait que la position de centre du faisceau n'est pas connue. La courbe d'ajustement des mesures (*fit*) est alors :

$$P(x, z) = P_{\text{res}} + P_0 \text{erfc}\left(\frac{x - x_0}{\sqrt{2} w(z)}\right) \quad (\text{E.3})$$

où P_{res} permet de prendre en compte une puissance résiduelle. Un exemple de mesure et de *fit* est donné en figure E.4a. On réitère cette manipulation sur plusieurs positions de la lame selon z . Ainsi, à partir des couples (z, w) , on remonte à l'équation de la taille du faisceau :

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z - z_0}{z_R}\right)^2} \quad (\text{E.4})$$

où w_0 correspond au *waist* (rayon minimal du faisceau), z_0 est la position du *waist* (l'origine des z étant la face extérieure de la lentille du support de fibre) et $z_R = \pi w_0^2/\lambda$ la distance de Rayleigh. Comme le montre la figure E.4b, les valeurs calculées sont alors $w_0 = 85 \mu\text{m}$ et $z_0 = -350 \text{ mm}$

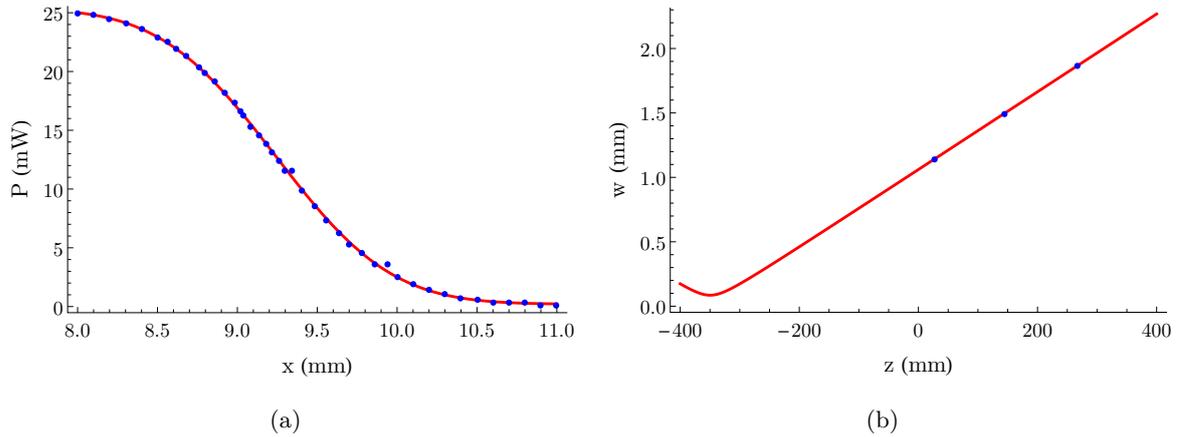


FIGURE E.4 – Mesures et ajustements de (a) la puissance obtenue en fonction de la position de la lame de rasoir et de (b) l'évolution de la taille du faisceau en fonction de la distance (l'origine des z étant le support de fibre)

E.3 Télescope

La distance parcourue par les faisceaux optiques avant d'arriver au MOT est assez importante (supérieur à 1,5 m) pour devoir les collimater. Pour cela, on place une lentille convergente de telle sorte que le plan focal image coïncide avec z_0 . La taille du faisceau gaussien est alors celui au niveau de la lentille.

Pour agrandir ce diamètre, on utilise un télescope qui est la combinaison d'une lentille convergente de focale f_2 suivie d'une lentille divergente de focale f_3 de manière à ce que leurs plans image soient confondus. Ce montage nécessite donc une distance entre les deux lentilles égale à $f_2 + f_3$. Il est possible de réduire cet encombrement en plaçant la lentille divergente en premier puis de placer la lentille convergente en second afin de confondre leur plan objet. L'encombrement est alors $f_2 - f_3$. Le faisceau étant collimaté, on peut utiliser la formule de conjugaison d'un télescope dans les conditions de l'optique géométrique. Le grandissement est alors $\gamma = |f_2/f_3|$.

Un MOT nécessite des faisceaux avec une polarisation circulaire, la taille des faisceaux optiques est alors limitée par celle des lames quart-d'ondes utilisées après réflexion sur un miroir, soit un pouce (avec une ouverture effective de 23 mm) dans notre cas ; les lames utilisées lors des trajets allers étant placées en amont des télescopes.

Afin d'utiliser les lentilles en ma possession, l'axe vertical aura un montage différent des axes verticaux (cf. figure 3.6) mais dans les deux cas, nous voulons obtenir un faisceau d'une vingtaine de millimètres de diamètre. Pour les axes verticaux, nous utilisons une lentille de focale $f_1 = 500$ mm placée à 150 mm du support de fibre pour obtenir un faisceau de diamètre égal à $2w(500 + z_0) = 3$ mm. Associée à une combinaison de lentilles $f_2 = 200$ mm et $f_3 = -30$ mm, nous obtenons un faisceau de 20,18 mm de diamètre. Pour l'axe vertical, la lentille de collimation a pour valeur $f_1 = 1000$ mm placée à 650 mm de la sortie de fibre. Ce faisceau a une taille de 6 mm de diamètre qui est porté à 20,16 mm à l'aide d'un télescope de lentilles $f_2 = 250$ mm et $f_3 = -75$ mm.

La puissance d'un faisceau optique de rayon w passant par un trou de rayon r vaut :

$$P_T = P_0 \operatorname{erf}^2 \left(\frac{\sqrt{2} r}{w} \right) \quad (\text{E.5})$$

où P_0 est la puissance totale du faisceau (erf est la fonction d'erreur). Avec nos valeurs, nous avons donc une transmission de 95,5 % de la puissance incidente selon les trois axes.

Bibliographie

- [1] J. GRUCKER, J. BAUDON, F. PERALES, G. DUTIER, G. VASSILEV, V. BOCVARSKI et M. DUCLOY : Study of low-energy resonant metastability exchange in argon by a pulsed merging beam technique. *J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys.*, 41:021001, 2008.
- [2] J.-C. KARAM, J. GRUCKER, M. BOUSTIMI, G. VASSILEV, J. REINHARDT, C. MAINOS, V. BOCVARSKI, J. ROBERT, J. BAUDON et F. PERALES : Surface-induced vibrational excitation of metastable nitrogen molecules traversing a micro-slit copper grating : a probe of surface profiles. *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, 39(8):1837, 2006.
- [3] J. GRUCKER, J.-C. KARAM, F. CORREIA, F. PERALES, G. VASSILEV, V. BOCVARSKI, S. M. CHÉRIF, J. BAUDON et M. DUCLOY : Diffraction of fast metastable atoms by micrometric reflection gratings. *The European Physical Journal D*, 41(3):467–474, 2007.
- [4] J.-C. KARAM, J. GRUCKER, M. BOUSTIMI, F. PERALES, V. BOCVARSKI, J. BAUDON, G. VASSILEV, J. ROBERT et M. DUCLOY : van der Waals - Zeeman transitions of metastable neon atoms passing through a micro-slit copper grating. *Europhys. Lett.*, 74(1):36–42, 2006.
- [5] M. HAMAMDA, M. BOUSTIMI, V. BOCVARSKI, T. TAILLANDIER-LOIZE, G. DUTIER, F. PERALES, Baudon J. et Ducloy M. : Atom-surface interaction at the nanometre scale : van der waals-zeeman transitions in a magnetic field. *EPL*, 98(23001), 2012.
- [6] J. BAUDON, M. HAMAMDA, M. BOUSTIMI, V. BOCVARSKI, T. TAILLANDIER-LOIZE, G. DUTIER, F. PERALES et M. DUCLOY : Inelastic transitions of atoms and molecules induced by van der Waals interaction with a surface. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 279:160–164, 2012.
- [7] Mehdi HAMAMDA : *Perspectives nouvelles pour l'optique en jets : interaction de van der Waals-Zeeman et milieux d'indice négatif pour les ondes de matière*. Thèse de doctorat, Université Paris 13, 2011.

- [8] F. D. COLEGROVE, L. D. SCHEARER et G. K. WALTERS : Temperature dependence of helium metastability exchange cross section. *Phys. Rev.*, 135:A353–A357, 1964.
- [9] J. DUPONT-ROC, M. LEDUC et F. LALOË : New value for the metastability exchange cross section in helium. *Phys. Rev. Lett.*, 27:467–470, 1971.
- [10] S. D. ROSNER et F. M. PIPKIN : Temperature dependence of the helium metastability-exchange cross section in the range 15-115 °K. *Phys. Rev. A*, 5:1909–1918, 1972.
- [11] F. SAGE, J.P. LEMOIGNE et D. LECLER : Optical pumping of the $2p^53s\ ^3P_0$ state of ^{21}Ne ($I = 3/2$) : g factor and metastability exchange cross section. *Optics Communications*, 30(3):332 – 336, 1979.
- [12] K. T. GILLEN, R. P. SAXON et D. C. LORENTS : Differential scattering of metastable argon on argon : Excitation transfer oscillations. *Phys. Rev. A*, 13:2033–2041, 1976.
- [13] C. BRÉCHIGNAC et R. VETTER : Measurement of a metastability-exchange cross section in krypton. *Phys. Rev. A*, 22:496–501, 1980.
- [14] V. LEFEVRE-SEGUIN et M. LEDUC : Metastability-exchange and depolarising collisions in xenon and krypton. *Journal of Physics B : Atomic and Molecular Physics*, 10(11): 2157, 1977.
- [15] J. BAUDON, M. HAMAMDA, J. GRUCKER, M. BOUSTIMI, F. PERALES, G. DUTIER et M. DUCLOY : Negative-index media for matter-wave optics. *Phys. Rev. Lett.*, 102: 140403, 2009.
- [16] J. DALIBARD, S. REYNAUD et C. COHEN-TANNOUDJI : Proposals of stable optical traps for neutral atoms. *Opt. Comm.*, 47:395–399, 1983.
- [17] D. E. PRITCHARD, E. L. RAAB, V. BAGNATO, C. E. WIEMAN et R. N. WATTS : Light traps using spontaneous forces. *Phys. Rev. Lett.*, 57:310–313, 1986.
- [18] E. L. RAAB, M. PRENTISS, Alex CABLE, Steven CHU et D. E. PRITCHARD : Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, 59:2631–2634, 1987.
- [19] Hidetoshi KATORI et Fujio SHIMIZU : Lifetime measurement of the $1s_5$ metastable state of argon and krypton with a magneto-optical trap. *Phys. Rev. Lett.*, 70:3545–3548, 1993.
- [20] C. I. SUKENIK et H. C. BUSCH : Simultaneous trapping of rubidium and metastable argon in a magneto-optical trap. *Phys. Rev. A*, 66:051402, 2002.
- [21] S. HAROCHE : *Fundamental Systems in Quantum Optics*. Les Houches session LIII. Elsevier Science, 1992.
- [22] Fujio SHIMIZU : Specular reflection of very slow metastable neon atoms from a solid surface. *Phys. Rev. Lett.*, 86:987–990, 2001.
- [23] D. M. HARBER, J. M. OBRECHT, J. M. MCGUIRK et E. A. CORNELL : Measurement of the casimir-polder force through center-of-mass oscillations of a bose-einstein condensate. *Phys. Rev. A*, 72:033610, 2005.

- [24] J. E. LENNARD-JONES : Processes of adsorption and diffusion on solid surfaces. *Trans. Faraday Soc.*, 28:333–359, 1932.
- [25] H. B. G. CASIMIR et D. POLDER : The influence of retardation on the London-van der Waals forces. *Phys. Rev.*, 73:360–372, 1948.
- [26] T. TAILLANDIER-LOIZE, J. BAUDON, G. DUTIER, F. PERALES, M. BOUSTIMI et M. DUCLOY : Anisotropic atom-surface interactions in the casimir-polder regime. *Phys. Rev. A*, 89:052514, 2014.
- [27] J. M. WYLIE et J. E. SIPE : Quantum electrodynamics near an interface. *Phys. Rev. A*, 30:1185–1193, 1984.
- [28] C. I. SUKENIK, M. G. BOSHER, D. CHO, V. SANDOGHDAR et E. A. HINDS : Measurement of the casimir-polder force. *Phys. Rev. Lett.*, 70:560–563, 1993.
- [29] A. LANDRAGIN, J.-Y. COURTOIS, G. LABEYRIE, N. VANSTEENKISTE, C. I. WESTBROOK et A. ASPECT : Measurement of the van der waals force in an atomic mirror. *Phys. Rev. Lett.*, 77:1464–1467, 1996.
- [30] R. STÜTZLE, M. C. GÖBEL, Th. HÖRNER, E. KIERIG, I. MOURACHKO, M. K. OBERTHALER, M. A. EFREMOV, M. V. FEDOROV, V. P. YAKOVLEV, K. A. H. van LEEUWEN et W. P. SCHLEICH : Observation of nonspreading wave packets in an imaginary potential. *Phys. Rev. Lett.*, 95:110405, 2005.
- [31] R. MATHEVET, K. BRODSKY, B. J. LAWSON-DAKU, Ch. MINIATURA, J. ROBERT et J. BAUDON : Atomic interferences in a comoving magnetic field. *Phys. Rev. A*, 56:2954–2958, 1997.
- [32] R. MATHEVET, J. ROBERT et J. BAUDON : Genericity property of comoving potentials. *Phys. Rev. A*, 61:033604, 2000.
- [33] V. G. VESELAGO : The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ . *Soviet Physics Uspekhi*, 10(4):509–514, 1968.
- [34] J. B. PENDRY : Negative refraction makes a perfect lens. *Phys. Rev. Lett.*, 85:3966–3969, 2000.
- [35] D. R. SMITH, Willie J. PADILLA, D. C. VIER, S. C. NEMAT-NASSER et S. SCHULTZ : Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity. *Phys. Rev. Lett.*, 84:4184–4187, 2000.
- [36] R. A. SHELBY, D. R. SMITH et S. SCHULTZ : Experimental verification of a negative index of refraction. *Science*, 292(5514):77–79, 2001.
- [37] M. HAMAMDA, M. BOUSTIMI, F. CORREIA, J. BAUDON, T. TAILLANDIER-LOIZE, G. DUTIER, F. PERALES et M. DUCLOY : Atom slowing via dispersive optical interactions. *Phys. Rev. A*, 85:023417, 2012.
- [38] T. TAILLANDIER-LOIZE, J. BAUDON, M. HAMAMDA, D. DUTIER, V. BOCVARSKI, M. BOUSTIMI, F. PERALES et M. DUCLOY : Metaoptics with nonrelativistic matter waves,. *Advances in OptoElectronics*, 2012(734306), 2012.

- [39] B. BRUTSCHY et H. HABERLAND : A high-intensity beam of metastable helium atoms with good velocity resolution. *J. Phys. E : Sci. Instrum.*, 10:90–94, 1977.
- [40] HEAT WAVE LABS : www.cathode.com.
- [41] FINAL ADVANCED MATERIALS : www.final-materials.com.
- [42] J. GRUCKER : *Expérience d'optique atomique cohérente ou non avec un jet superfine d'atomes métastables de gaz rares*. Thèse de doctorat, Université Paris 13, 2007.
- [43] W. D. PHILLIPS et H. METCALF : Laser deceleration of an atomic beam. *Phys. Rev. Lett.*, 48:596–599, 1982.
- [44] C. J. FOOT : *Atomic Physics*. Oxford University Press, 2009.
- [45] J.B. SHUMAKER JR. et C. H. POPENOE : Experimental transition probabilities for the Ar I 4s-4p array. *J. Opt. Soc. Am.*, 57(1):8–10, 1967.
- [46] R. H. GARSTANG et J. van BLERKOM : Transition probabilities in the Ar I spectrum. *J. Opt. Soc. Am.*, 55(9):1054–1057, 1965.
- [47] A. DEREVIANKO et A. DALGARNO : Long-range interaction of two metastable rare-gas atoms. *Phys. Rev. A*, 62:062501, 2000.
- [48] TOPTICA PHOTONICS : www.toptica.com.
- [49] K. B. MACADAM, A. STEINBACH et C. WIEMAN : A narrow-band tunable diode laser system with grating feedback, and a saturated absorption spectrometer for Cs and Rb. *Am. J. Phys.*, 60(12):1098–1111, 1992.
- [50] T. W. HÄNSCH, I. S. SHAHIN et A. L. SCHAWLOW : High-resolution saturation spectroscopy of the sodium *d* lines with a pulsed tunable dye laser. *Phys. Rev. Lett.*, 27:707–710, 1971.
- [51] D. W. PRESTON : Doppler-free saturated absorption : Laser spectroscopy. *Am. J. Phys.*, 64:1432–1436, 1996.
- [52] AA OPTO-ELECTRONIC : www.aaoptoelectronic.com.
- [53] OZ OPTICS : www.ozoptics.com.
- [54] FAULHABER : www.faulhaber.com.
- [55] ROENTDEK HANDELS GMBH : *MCP Delay Line Detector Manual*. www.roentdek.com.
- [56] M. SCHELLEKENS : *L'effet Hanbury Brown et Twiss pour les atomes froids*. Thèse de doctorat, Université Paris 11, 2007.
- [57] R. CAMPARGUE : Progress in overexpanded supersonic jets and skimmed molecular beams in free-jet zones of silence. *J. Phys. Chem.*, 88:4466–4474, 1984.
- [58] EDWARDS : www.edwardsvacuum.com.
- [59] AGILENT VACUUM TECHNOLOGIES : www.chem.agilent.com/en-US/Products-Services/Instruments-Systems/Vacuum-Technologies.

- [60] PFEIFFER VACUUM : www.pfeiffer-vacuum.com.
- [61] A. AMY-KLEIN, L. F. CONSTANTIN, R. J. BUTCHER, G. CHARTON et Ch. CHARDONNET : High-resolution spectroscopy with a molecular beam at 10,6 μm . *Phys. Rev. A*, 63:013404, 2000.
- [62] Michael D. MORSE : 2. supersonic beam sources. In *Atomic, Molecular, and Optical Physics : Atoms and Molecules*, volume 29, Part B de *Experimental Methods in the Physical Sciences*, pages 21 – 47. Academic Press, 1996.
- [63] O. OESTERLIN : *Elastische und energieübertragende Stöße von metastabilem Helium mit Neon*. Thèse de doctorat, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, 1979.
- [64] Jeffrey M. GUEVREMONT, Stanley SHELDON et Francisco ZAERA : Design and characterization of collimated effusive gas beam sources : Effect of source dimensions and backing pressure on total flow and beam profile. *Rev. Sci. Instrum.*, 71(10):3869–3881, 2000.
- [65] David PATTERSON et John M. DOYLE : Bright, guided molecular beam with hydrodynamic enhancement. *J. Chem. Phys.*, 126:154307, 2007.
- [66] S. SCHOHL, D. KLAR, T. KRAFT, H.A.J. MEIJER, M.-W. RUF, U. SCHMITZ, S.J. SMITH et H. HOTOP : Absolute detection of metastable rare gas atoms by a cw laser photoionization method. *Z. Phys. D - Atoms, Molecules and Clusters*, 21(1):25–39, 1991.
- [67] W. ROOIJAKKERS, W. HOGERVORST et W. VASSEN : Laser deceleration and trapping of metastable helium atoms. *Opt. Comm.*, 135(1&3):149–156, 1997.
- [68] J. KAWANAKA, M. HAGIUDA, K. SHIMIZU, F. SHIMIZU et H. TAKUMA : Generation of an intense low-velocity metastable-neon atomic beam. *Appl. Phys. B*, 56(1):21–24, 1993.
- [69] L. LANDAU et E. LIFCHITZ : *Mécanique quantique*. Éditions de Moscou, 1966.
- [70] N.F. MOTT et H. S. W. MASSAY : *The Theory of Atomic Collisions*. Oxford University Press, troisième édition, 1965.
- [71] J. ROBERT : *Étude des collisions aux énergies thermiques entre atomes d'argon métastables et atomes d'argon à l'état fondamental*. Thèse de doctorat, Université Paris-Nord, 1982.
- [72] M.C. CASTEX, M. MORLAIS, F. SPIEGELMANN et J. P. MALRIEU : Comparison between experimentally and theoretically determined potential curves of the Ar_2^* lowest states. *J. Chem. Phys.*, 75:5006–50018, 1981.
- [73] F. SPIEGELMANN : *Utilisation des méthodes d'interaction de configurations perturbatives dans le calcul quantique des états excités moléculaires*. Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier de Toulouse, 1983.
- [74] B. D. ESRY, H. R. SADEGHPOUR et I. WELLS, E. and Ben-Itzhak : Charge exchange in slow $\text{H}^+ + \text{D}(1s)$ collisions. *J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys.*, 33(23):5329, 2000.

- [75] E. BODO, P. ZHANG et A. DALGARNO : Ultra-cold ion-atom collisions : near resonant charge exchange. *New Journal of Physics*, 10(3):033024, 2008.
- [76] Steven CHU, L. HOLLBERG, J. E. BJORKHOLM, Alex CABLE et A. ASHKIN : Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, 55:48–51, 1985.
- [77] Z. T. LU, K. L. CORWIN, M. J. RENN, M. H. ANDERSON, E. A. CORNELL et C. E. WIEMAN : Low-velocity intense source of atoms from a magneto-optical trap. *Phys. Rev. Lett.*, 77:3331–3334, 1996.
- [78] Fujio SHIMIZU, Kazuko SHIMIZU et Hiroshi TAKUMA : Double-slit interference with ultracold metastable neon atoms. *Phys. Rev. A*, 46:R17–R20, 1992.
- [79] T. JELTES, J. M. MCNAMARA, W. HOGERVORST, W. VASSEN, V. KRACHMALNICOFF, M. SCHELLEKENS, A. PERRIN, H. CHANG, D. BOIRON, A. ASPECT et C.I. WESTBROOK : Comparison of the Hanbury Brown-Twiss effect for bosons and fermions. *Nature*, 445:402–405, 2007.
- [80] L. CACCIAPUOTI, A. CASTRILLO, M. de ANGELIS et G. M. TINO : A continuous cold atomic beam from a magneto-optical trap. *Eur. Phys. J. D*, 15:245–249, 2001.
- [81] W. WOHLLEBEN, F. CHEVY, K. MADISON et J. DALIBARD : An atom faucet. *Eur. Phys. J. D*, 15:237–244, 2001.
- [82] E. DIMOVA, O. MORIZOT, G. STERN, C.L. GARRIDO ALZAR, A. FIORETTI, V. LORENT, D. COMPARAT, H. PERRIN et P. PILLET : Continuous transfer and laser guiding between two cold atom traps. *Eur. Phys. J. D*, 42:399–308, 2007.
- [83] ELCOM : www.elcom.fr.
- [84] RADIANT DYES LASER : www.radiant-dyes.com.
- [85] P. W. MILONNI et J. H. EBERLY : *Laser physics*. Wiley, 2010.
- [86] E. A. DONLEY, T. P. HEAVNER, F. LEVI, M. O. TATAW et S. R. JEFFERTS : Double-pass acousto-optic modulator system. *Rev. Sci. Instrum.*, 76:063112, 2005.
- [87] KIMBALL PHYSICS : www.kimballphysics.com.
- [88] Bartington INSTRUMENTS : www.bartington.com.
- [89] IMAGING DEVELOPMENT SYSTEMS GMBH : <http://fr.ids-imaging.com>.
- [90] NAVITAR : <http://www.navitar.com>.
- [91] TAMRON : <http://www.tamron.biz/en>.
- [92] P. D. LETT, W. D. PHILLIPS, S. L. ROLSTON, C. E. TANNER, R. N. WATTS et C. I. WESTBROOK : Optical molasses. *J. Opt. Soc. Am. B*, 6(11):2084–2107, 1989.
- [93] A. ASPECT, N. VANSTEENKISTE, R KAISER, H. HABERLAND et M. KARRAIS : Preparation of a pure intense beam of metastable helium by laser cooling. *Chemical Physics*, 145(2):307 – 315, 1990.

-
- [94] IEEE Standard Test Procedures for Antennas. *ANSI/IEEE Std 149-1979*, 1979.
- [95] M. GEHM et M. STENNER : Magnetic field calculator (programme sous *Wolfram Mathematica* [109])). <http://www.physics.ncsu.edu/jet/techdocs/>.
- [96] M. ABRAMOWITZ et I. A. STEGUN : *Handbook of Mathematical Functions*. Dover, 1972.
- [97] M. A. EFREMOV : *Communication privée*.
- [98] J.-C. KARAM : *Collision d'un atome métastable de gaz rare sur une surface nano ou micro-structurée et optique atomique*. Thèse de doctorat, Université Paris 13, 2005.
- [99] M. MEUNIER : *Étude d'un gyromètre à ondes de matière de très grande aire*. Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie, 2013.
- [100] C. COHEN-TANNOUJDI, B. DIU et F. LALOË : *Mécanique quantique*. Hermann, 1997.
- [101] H. J. METCALF et P. van der STRATEN : *Optical Cooling and Trapping*. Springer-Verlag, 2001.
- [102] Robert C. HILBORN : Einstein coefficients, cross sections, f values, dipole moments, and all that. *American Journal of Physics*, 50(11):982–986, 1982.
- [103] R. STÜTZLE : *Nicht zerfließende Wellenpakete in imaginären Potentialen*. Thèse de doctorat, Kirchhoff-Institut für Physik, 2006.
- [104] SMARACT GMBH : www.smaract.de/.
- [105] H.A. KRAMERS : Wellenmechanik und halbzahlige quantisierung. *Zeitschrift für Physik*, 39:828–840, 1926.
- [106] R. E. LANGER : On the connection formulas and the solutions of the wave equation. *Phys. Rev.*, 51:669–676, 1937.
- [107] NF ENV 13005 : Guide pour l'expression de l'incertitude de mesure, août 1999.
- [108] NEWPORT : www.newport.com.
- [109] WOLFRAM MATHEMATICA : <http://www.wolfram.com/mathematica>.

