



HAL
open science

Expériences d'optique atomique cohérente ou non avec un jet superfin d'atomes métastables de gaz rares

Jules Grucker

► **To cite this version:**

Jules Grucker. Expériences d'optique atomique cohérente ou non avec un jet superfin d'atomes métastables de gaz rares. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Paris-Nord - Paris XIII, 2007. Français. NNT: . tel-00260947

HAL Id: tel-00260947

<https://theses.hal.science/tel-00260947>

Submitted on 5 Mar 2008

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 Nord
Institut Galilée
Laboratoire de Physique des Lasers

THÈSE

en Sciences Physiques
présentée à l'Université Paris 13
par

Jules Grucker

pour obtenir le titre de
Docteur en Physique

EXPÉRIENCES D'OPTIQUE ATOMIQUE
COHÉRENTE OU NON AVEC UN JET SUPERFIN
D'ATOMES MÉTASTABLES DE GAZ RARES

Soutenue le 13 décembre 2007 devant le jury composé de :

Jacques BAUDON
Philippe JACQUIER
Michèle LEDUC
Francisco PERALES
Jacques ROBERT
John WEINER

Examineur
Rapporteur
Présidente du jury
Directeur de thèse
Examineur
Rapporteur

A Laure et à Lulu.

” On n’est jamais parvenu à une vérité
sans s’être trompé au préalable quatorze fois,
peut-être même cent quatorze (...).”

Dostoïevski, *Crime et châtiment*.

Merci

Tout d'abord, je tiens à remercier mon directeur de thèse Francisco Perales pour m'avoir encadré tout au long de ce travail avec tant de compétences, de bonne humeur et d'attention. Merci Pera. Ensuite, je ne saurais être assez concis pour dire le plaisir, l'intérêt et le tuti quantum que j'ai eus à travailler au cours des ces trois années avec Jacques Baudon. Merci Jacques, je crois que ça y est, je sais visser et même dévisser dans le bon sens.

Je remercie l'ensemble des membres du groupe I.O.A. qui ont, chacun à leur manière, contribué à ce travail et ont agrémenté ces années de leurs passionnantes intelligence et personnalité. Merci à Martial Ducloy qui a pris la direction du groupe et avec qui j'ai eu des discussions très intéressantes : Merci Patron, le cigare vous va si bien. Merci à Jengo Jean Reinhardt qui, de chansonnette en chansonnette, m'a bien appris à soigner la cathode. Merci à Mister Karam(el) qui restera toujours pour moi le rocker de la mécanique quantique. Merci à Valja Bockvarski (Olja et les pas si petits) pour avoir donné à ces expériences encore un peu plus de rêve et de philosophie. Merci à Georges Vassilev pour avoir partagé avec moi son bureau au début et ses enseignements par la suite. Merci à Constantin Mainos pour ses idées moléculaires et à Mohammed Boustimi pour ses profondes idées de surfaces. Merci à Hellmut Haberland pour avoir fait don à l'équipe I.O.A. de la formidable expérience "Christine". Merci à Gabriel Dutier pour le laser et bon courage à Mehdi Hamamda pour sa thèse qui commence.

Je remercie vivement Philippe Jacquier et John Weiner qui ont accepté de rapporter sur ce travail de thèse et d'être membres du jury. Leur disponibilité a été de chaque instant et leurs précieux conseils ont permis d'améliorer sensiblement la qualité de ce manuscrit. Je remercie Michèle Leduc de m'avoir fait l'honneur de présider ce jury de thèse. Je remercie Jacques Robert d'avoir accepté de participer au jury et surtout d'avoir assuré la direction de ma thèse durant la première année puis d'avoir été présent par la suite. Merci Jacques, je crois que j'ai compris pour les CRS.

Je remercie l'ensemble des membres du laboratoire de physique des lasers. Merci à Charles Desfrancois de m'y avoir accueilli. Merci à Martine Alsters, Nathalie Froger et Sabine Barbut pour la qualité du service. Merci à Thierry Billeton pour ses fabuleux miroirs. Merci aux membres de l'atelier d'informatique, d'électronique et de mécanique pour leur professionnalisme et leur aide. Je tiens à saluer la mémoire de Gérard Bacqué qui de ses doigts de fée nous construisait les plus improbables pièces que l'on pouvait imaginer. Merci Gérard. Merci à tous les membres des différentes équipes avec qui j'ai partagées de bons moments de science mais pas seulement. Merci à Laurent Vernac et Quentin Beaufiles pour leur aide précieuse sur le laser. Merci à mes acolytes doctorants, Christof le sonorisateur du 19^{ième}, Katarzyna la reine du bigos, Michaël le chti' de Villetaneuse, Jean-Christophe 1 et 2, Khelifa (t'en fais pas), Arnaud, Helena, Radu le compagnon de la dernière ligne droite, Thierry, Ragavan, Laurent, Hakim et Mamadou. Je remercie les stagiaires passés dans le groupe : Frank, Nabil (merci pour les schémas), Clémentine, Abdelah et Nicolas.

Il faudrait que j'écrive une autre thèse Laure pour te dire à quel point celle-ci n'aurait pas été possible sans toi. Merci Princesse.

Même si ce ne fut pas une jolie colonie de vacances, merci Maman, merci Papa. Merci pour votre soutien de toujours, merci pour tout. Merci aussi au Pr. Grucker pour avoir si bien partagé une passion commune désormais. Je crois que j'aurai pas tout de suite l'occasion de t'en faire un pareil, alors le voilà... "Merci Thomas". Merci d'être toi, merci d'être là. De Copenhague à Accra, sous le sunlight ou les orages, on "garde la foi Fréro". Merci Félix, merci d'être toi, merci d'être là. Merci Nico pour me faire voir en toute chose un peu plus de rock n' roll (le vrai!). Merci Jérôme pour m'avoir fait voir que la recherche aussi avait son côté rock n' roll (le vrai!). Merci Catherine, j'aurais pas supporté Léon! Merci Sophie pour tes délires paparazzi. Merci Simone, merci Jean-Marc, je sais pas comment j'ai pu m'en sortir avant, sans mon laguiole-tire-bouchons. Merci Pierre-Jean, le splug et toi sont les meilleurs partenaires de la fête de l'huma.

Merci du fond du cœur à la plus grande des petites familles : Marchallou, Elsa, Lulu, votre courage et vos sourires sont les riches trésors que j'ai jamais côtoyés. Merci l'ami Nuss pour ton soutien et ces heures partagées à sentir le temps passer et faire briller le comptoir du Dellys café. Merci à mon avocate préférée : Agathe, sans tes pâtes au ketchup et nos soirées télé, je crois que j'aurais mal tourné. Merci Fauvelus, y'a pas à tergiverser, à la taverne ou à la maison, à tes côtés, le "Picon, c'est bon". Merci Iggy pour ta force et ta volonté que tu sais si bien me communiquer. Merci Mister Blond for very fruitfull discussions. Merci Jonat pour ta façon si rafraîchissante de te "laisser pousser les envies". Pas de guillemets : merci Dimitruche. Du merle moqueur au melocoton, je crois les gars, qu'on tient le bon bout ! Merci Mike, merci Mathieu, y'a pas assez de mercredis dans une semaine. De Londres à Héraklion, le spirit TLV ne connaît aucune frontière : merci Phanasis, merci Morizot, c'est moi qui invite au prochain magret des urbains bucoliques... Merci Pio, tu croyais pas que j'avais zappé le plus alsaco de tous les Tamoul-Irlandais. Merci Marie, ta roots zénitude a toujours été une source de tranquillité. Merci Docteur Fred, entre la bretagne, Mars et le kochersberg, ton magic-funky style me fera toujours autant respirer. Merci Nico(loc) pour, entre autres, this "lot of fun in the kitchen". Mister Flo, I think it gonna be ok for the Dr diner. Don't forget to take Frau Dr Hulin-Trauner with you. Merci à vous deux, le soleil rasant de Copenhague brille dans vos yeux. Miss Katrin, meine Jacke ist billig und du bisst sehr süss. Danke sehr for being so nice.

Merci enfin à tous ceux qui, de près ou de loin, par leur soutien scientifique ou humain, ont rendu possible l'écriture de cette thèse. Sans dec', MERCI.

Table des matières

Introduction	11
1 Jet superfin d'atomes métastables de gaz rares	17
1.1 Propriétés générales d'un jet supersonique	17
1.2 Réalisation expérimentale d'un jet supersonique de métastables	18
1.2.1 Pompage	18
1.2.2 Production d'atomes métastables.	19
1.2.3 Détection des atomes métastables.	21
1.3 Jet superfin d'atomes métastables	23
1.3.1 Echange de métastabilité	23
1.3.2 Réalisation expérimentale du jet superfin d'atomes métastables .	24
1.3.3 Un processus collisionnel	26
1.3.4 Proportion des 3P_0 et 3P_2 dans le jet échangé de Ar^*	28
1.4 Propriétés de cohérence du jet supersonique	29
1.4.1 Largeur de cohérence. Théorème de van Cittert - Zernike	29
1.4.2 Résumé des caractéristiques du jet superfin d'atomes métastables de gaz rares	31
2 Expériences de diffraction atomique	33
2.1 Diffraction atomique du jet superfin d'atomes métastables de gaz rares par un nano-réseau par transmission.	33
2.1.1 Principe et schéma expérimental	33
2.1.2 Résultats	35
2.1.3 Calcul de la figure de diffraction	36
2.1.4 Principe de calcul de l'amplitude de diffraction $f(\theta)$ due à une fente unique.	37
2.1.5 Calcul effectif de $f(\theta)$	39
2.1.6 Calcul effectif de la figure de diffraction et comparaison à l'expé- rience	42
2.2 Diffraction par des micro-réseaux par réflexion	46
2.2.1 Principe et difficultés de principe	46

2.2.2	Modélisation de la rugosité du réseau	48
2.3	Expériences de diffraction avec un réseau non magnétique.	50
2.3.1	Montage expérimental et caractéristiques du réseau.	50
2.3.2	Résultats expérimentaux.	51
2.3.3	Analyse simple des résultats expérimentaux.	52
2.3.4	Calcul de la figure de diffraction et comparaison à l'expérience pour He^*	53
2.4	Expériences de diffraction avec un réseau magnétique.	54
2.4.1	Calcul de la figure de diffraction.	55
2.4.2	Résultats expérimentaux et confrontation au modèle.	56
2.4.3	Conclusion sur les expériences de diffraction par réseaux par ré- flexion.	58
3	Transitions van der Waals - Zeeman.	59
3.1	Le potentiel van der Waals non scalaire.	59
3.2	Techniques expérimentales pour l'observation des transitions van der Waals - Zeeman.	60
3.2.1	Déviations du jet atomique due à la transition.	60
3.2.2	Résolution angulaire de l'expérience.	63
3.2.3	Méthodes expérimentales.	64
3.2.4	Résultats expérimentaux.	66
3.2.5	Analyse des résultats.	68
3.3	Modèle de probabilité de transition.	69
3.3.1	Modèle de probabilité de transition dans l'approximation soudaine.	70
3.3.2	Modèle de probabilité de transition dans l'approximation Landau - Zener.	77
3.4	Transitions vdW-Z pour l'interférométrie atomique.	93
3.4.1	Séparatrice atomique modulable en angle.	94
3.4.2	Biprisme de Fresnel atomique.	95
4	Ralentissement du jet supersonique de Ar^*.	103
4.1	Principe du ralentissement Zeeman	104
4.1.1	Principe général et calcul du champ magnétique.	104
4.1.2	Modélisation et réalisation de la bobine.	110
4.2	Système Laser	117
4.2.1	Source Laser : diode et amplificateur optique.	118
4.2.2	Absorption saturée et stabilisation en fréquence.	121
4.2.3	Montage optique et puissance laser.	127
4.3	Techniques expérimentales pour le ralentissement Zeeman.	129
4.3.1	Description générale de l'expérience	129
4.3.2	Détection des atomes ralentis.	131
4.4	Résultats expérimentaux	134
4.4.1	Modèle pour le calcul des vitesses finales et des temps de vol totaux.	134
4.4.2	Spectres de temps de vol et étude expérimentale du ralentissement.	138

4.4.3	Double structure en temps de vol apparaissant après ralentissement.	144
4.5	Etude de l'échange de métastabilité en temps de vol.	147
4.6	Perspectives.	153
Conclusion		155
Annexes		
A	Figure de diffraction dans le cas de la réflexion	159
A.0.1	Principe de calcul de l'amplitude de diffraction $f(\theta)$ due à un barreau unique.	160
A.0.2	Calcul du déphasage purement géométrique ϕ	160
A.0.3	Calcul du déphasage α dû à l'interaction de van der Waals entre l'atome et la surface.	161
A.0.4	Calcul de $f(\theta)$ et de l'amplitude totale de diffraction $A(\theta)$	165
B	Champ magnétique créé par le réseau magnétique.	167
C	Importance relative des différentes phases dans le modèle Landau-Zener.	171
Bibliographie		175

Introduction

Depuis son essor au tout début du vingtième siècle, l'optique atomique, cohérente ou non, a été et continue d'être un sujet d'étude riche et passionnant de la physique moderne. Du point de vue expérimental, la "naissance" de cette nouvelle discipline peut être attribuée à la célèbre expérience de Louis Dunoyer qui le premier réalisa en 1911 un jet atomique [1]. Il s'agissait d'atomes issus d'une vapeur de sodium qui se propageaient sous vide. Le titre de cet article "*Réalisation d'un rayonnement matériel d'origine purement thermique*" annonce très clairement le thème de l'optique ("rayonnement") atomique ("matériel"). Cette optique matérielle n'est bien sûr pas limitée aux seuls atomes, elle a d'ailleurs été initialement développée pour d'autres particules plus élémentaires (électrons, neutrons) mais nous nous focaliserons dans cette introduction sur l'optique atomique.

En créant la première source adaptée à ce nouveau champ de la physique, l'expérience de Dunoyer a initié un grand nombre d'importantes expériences et de découvertes. La liste est immensément longue car toutes les expériences menées à partir de jets atomiques sont des expériences d'optique atomique. Elles peuvent être séparées en deux catégories : (i) les expériences d'optique atomique non cohérente (où l'on exploite le seul fait d'avoir créé un jet d'atomes, c'est-à-dire un ensemble d'atomes qui se propagent mais dont on ne met pas en évidence les propriétés ondulatoires), (ii) les expériences d'optique atomique cohérente où les propriétés ondulatoires des atomes sont révélées. Pour ces dernières, il est important de posséder une source atomique cohérente, c'est-à-dire capable de produire des interférences. On distingue ici aussi deux types de sources cohérentes. D'une part, les jets atomiques cohérents dans lesquels les différents atomes du jet n'ont pas de véritables relations de phase entre eux mais, du point de vue spectral, sont très ressemblants. Dans ce cas, chaque atome produit sa propre figure d'interférences et la somme de figures d'interférences très semblables de tous les atomes du jet donne une figure d'interférences totale plus ou moins contrastée selon le degré de cohérence du jet atomique. D'autre part, il existe maintenant des sources atomiques complètement cohérentes dans le sens que tous les atomes de la source possèdent une même phase, ou, autrement dit, que l'ensemble des atomes peut être décrit par une même fonction d'onde. Il s'agit des condensats de Bose - Einstein prédits par Einstein en 1924 [2] d'après les travaux de Bose sur la statistique des pho-

tons [3] et réalisés pour la première fois soixante et onze ans plus tard (1995) par Cornell et Wieman sur des atomes de rubidium [4] et Ketterle sur des atomes de sodium [5]. Après les premières réalisations de condensats de Bose - Einstein, leurs remarquables propriétés de cohérence ont été rapidement mises en évidence. Le groupe de Ketterle a démontré les interférences spatiales de deux condensats se recouvrant [6]. L'équipe de W.D. Phillips a réalisé la diffraction de Bragg d'un condensat par un potentiel lumineux [7]. En 2001, T.W. Hänsch a mesuré la cohérence temporelle d'un condensat de Bose en le faisant se réfléchir sur lui-même sur un potentiel magnétique répulsif [8]. Les propriétés de ces nouvelles sources atomiques sont évidemment très intéressantes mais, dans la suite de cette introduction, nous nous concentrerons sur les seuls jets cohérents car les expériences décrites dans cette thèse ont été menées à l'aide de ce type de source atomique.

En ce qui concerne l'optique atomique non cohérente, l'expérience la plus célèbre et la plus fondamentale est certainement celle de Stern et Gerlach en 1922 [9] où la démonstration de la quantification spatiale du moment angulaire a été faite en utilisant un jet atomique d'atomes d'argent. Un peu plus tard, en 1933, Rabi montra expérimentalement à l'aide d'un jet de sodium tout d'abord [10] et pour de nombreuses autres espèces par la suite, que les noyaux atomiques possédaient également un moment angulaire quantifié. Toujours dans le domaine de l'optique atomique non cohérente, il faut mentionner ici le nombre colossal d'expériences de collisions faites à l'aide de jets atomiques. Certains outils de l'optique atomique ont été développés tels que les lentilles à atomes réalisées à l'aide d'hexapoles magnétiques ou de champs électrostatiques [11]; plus récemment, les études des interactions atomes-lumière (voir *i.e.* [12]) ont permis (entre beaucoup d'autres choses) la réalisation de miroirs à atomes [13]. Cette liste de quelques expériences célèbres n'est qu'une infime partie de tout ce qui s'est fait dans le domaine de l'optique atomique non cohérente et plus précisément dans l'utilisation du formidable outil que sont les jets atomiques.

Un autre type d'optique atomique qui a passionné et passionne toujours très fortement les physiciens est certainement l'optique atomique cohérente, c'est-à-dire une optique où les propriétés ondulatoires de la matière entrent en jeu. Ces propriétés ondulatoires sont bien évidemment basées sur la célèbre relation établie en 1924 par Louis de Broglie $\lambda_{dB} = \frac{h}{mv}$ [14] qui à toute particule de masse m se déplaçant à la vitesse v associe une onde de longueur d'onde λ_{dB} . La première mise en évidence expérimentale de la nature ondulatoire de la matière a été faite en 1927 par Davisson et Germer qui ont fait se diffracter des électrons sur un cristal de nickel [15]. En ce qui concerne les atomes, la première expérience d'optique atomique cohérente a été réalisée par Esterman et Stern (encore lui) qui ont fait diffracter un jet atomique d'hélium (et un jet moléculaire de H_2) sur des cristaux de LiF et NaCl [16]. Nous verrons un peu plus loin que la diffraction de l'hélium (et d'autres atomes également) est devenue dans la seconde partie du siècle un outil très efficace pour sonder les interactions atome - cristal et atome - surface en général.

Après avoir mis en évidence la diffraction atomique, les physiciens ont bien évidemment voulu réaliser des interféromètres à atomes. Dans la plupart des cas, les interféromètres atomiques ne sont pas basés sur l'utilisation directe de la longueur d'onde de de

Broglie mais sur la séparation puis la recombinaison de deux états internes différents de l'atome. La première expérience qui relève de l'interférométrie atomique est celle, célèbre, des franges de Ramsey [17] en 1950. Elle ne constitue cependant pas un véritable interféromètre atomique car aucun objet déphasant ne se trouve entre les deux champs oscillants radio fréquence réalisant les séparatrices atomiques. C'est la seule évolution libre des états internes qui les déphase l'un par rapport à l'autre. Le premier interféromètre réalisé fut l'œuvre de Sokolov en 1973 [18] qui séparait, déphasait et recombinait les états 2s et 2p de l'hydrogène en utilisant l'effet Stark créé par un champ électrique externe. D'autres types d'interféromètres atomiques ont été construits plus tard dans les années 1990. On peut citer l'expérience de fentes de Young réalisée en 1991 par Carnal et Mlynek [19] avec un jet supersonique d'hélium métastable. Un autre cas d'école est l'interféromètre à trois nano-réseaux du groupe de Pritchard au MIT (en 1991 également) qui a réalisé le premier interféromètre fermé où les paquets d'onde atomiques (sodium) sont séparés dans l'espace avant de se recombiner [20]. Il faut également mentionner l'interférométrie Stern - Gerlach qui a été démontrée (toujours en 1991) par le groupe I.O.A. (Interférométrie et Optique Atomique) [21], groupe dans lequel j'ai mené le travail de thèse que je présente ici. Depuis les grandes avancées dans la maîtrise des interactions atomes - lasers, les interféromètres atomiques les plus utilisés sont ceux basés sur les séparatrices lumineuses [22], comme celui par exemple de Kasevich et Chu [23]. En parallèle aux premières expériences d'interférométrie atomique, de nombreux théoriciens ont travaillé à l'étude du calcul du signal interférométrique. On peut citer par exemple la méthode utilisant des intégrales de chemins de Feynman développée par C. Cohen-Tannoudji et P. Storey [24]. De la métrologie à la mesure des interactions entre atomes et différents potentiels, les applications des interféromètres atomiques sont aujourd'hui nombreuses.

Comme nous venons de voir dans ce très bref rappel historique, l'élément fondateur de l'optique atomique a été la réalisation de jets atomiques. Les premiers utilisés et un grand nombre de ceux utilisés de nos jours sont de type effusifs : le jet atomique est issu d'une cellule où le gaz est à l'équilibre thermodynamique et dans laquelle on perce un trou (ou une fente). Le gaz sortant de la cellule présente une distribution de vitesses maxwellienne c'est-à-dire très large (la dispersion relative des vitesses est de l'ordre de $\delta v/v \sim 100\%$). Certains physiciens se sont donc attachés à concevoir d'autres sources pour l'optique atomique ayant des qualités supérieures, notamment du point de vue de la monocinécité. Une grande avancée dans le domaine a été l'élaboration des jets supersoniques. Ces jets offrent une dispersion relative de vitesses très fine ($\delta v/v \sim 1\%$) ainsi qu'une ouverture angulaire très étroite ($\delta\theta \sim 0.3 \text{ mrad}$). De la façon dont ils sont réalisés, ils sont réservés aux seuls atomes de gaz rares (ou molécules), ou, à la rigueur, à d'autres atomes (*e.g.* alcalins)ensemencés dans un gaz rare. Les premiers jets supersoniques ont été théoriquement pensés en 1951 par Kantrowitz et Grey [25] et réalisés par Kistiakowky et Slichter [26]. R. Campargue a encore amélioré la qualité de ces jets en créant les jets supersoniques de type " Campargue " ($\delta v/v \sim 0.5\%$) [27]. H. Haberland a fabriqué des jets supersoniques d'atomes métastables [28]. Cependant, le bombardement électronique permettant de peupler les états métastables altère les qualités du jet supersonique initial et le jet d'atomes métastables ainsi produit

présente généralement une dispersion relative de vitesses $\delta v/v \sim 3-6\%$ et une ouverture angulaire $\delta\theta \sim 10 \text{ mrad}$. Les jets supersoniques ont été beaucoup utilisés pour mesurer des sections efficaces différentielles avec une bonne résolution angulaire et une bonne résolution spatiale permettant ainsi de tester la validité des potentiels interatomiques aux distances intermédiaires calculés par les théoriciens.

Le premier chapitre de cette thèse est consacré à la découverte en 2004 dans notre équipe d'un nouveau type de jet supersonique d'atomes métastables. Profitant de l'échange résonant de métastabilité, on crée un jet superfin d'atomes métastables dont les qualités sont proches de celles d'un jet supersonique à l'état fondamental ($\delta v/v \sim 1-2\%$, $\delta\theta \sim 0.35 \text{ mrad}$) [29].

Qu'ils soient d'atomes (de molécules) à l'état fondamental ou dans des états métastables, les jets supersoniques ont été utilisés pour faire de nombreuses expériences d'optique atomique. Les qualités cinétiques de ces jets leur confèrent de remarquables propriétés de cohérence. Par exemple, la diffraction de jets supersoniques d'hélium métastable (He^*) sur différents types de cristaux a permis de sonder les états de surface et les différents maillages de ces cristaux (voir *i.e* [30]). De plus, grâce à la découverte des jets supersoniques, on a pu mener des expériences d'optique atomique cohérente sur des surfaces structurées à bien plus grande échelle que les cristaux. Ainsi, dans le groupe de J.P. Toennies au Max - Planck Institut de Goettingen, la diffraction d'un jet supersonique d'atomes à l'état fondamental par des nano-réseaux par transmission (période 100 à 200 nm) a été réalisée et a permis de mesurer l'interaction de van der Waals entre ces atomes et la surface que constituent les bords de fente du réseau [31]. Des expériences équivalentes ont été menées par ce même groupe en utilisant des atomes métastables [32] mais avec l'inconvénient que la monocinécité de leur jet d'atomes métastables était bien moins bonne que celle du jet de fondamentaux. Cela les a contraint à fortement diaphragmer le jet supersonique d'atomes métastables et à effectuer une sélection de vitesses.

Dans le second chapitre de cette thèse, nous présentons deux expériences de diffraction atomique réalisées avec le jet superfin d'atomes métastables. La première est l'équivalent de celle du groupe de Goettingen, c'est-à-dire la diffraction d'atomes métastables par un nano-réseau par transmission (période 100 nm). Cependant, la découverte du jet superfin d'atomes métastables simplifie notablement l'expérience puisqu'il nous suffit de diaphragmer une seule fois le jet atomique pour obtenir les profils de diffraction. Nous avons pu avec cette expérience mesurer les constantes C_3 de l'interaction de van der Waals entre l'atome métastable et la surface pour He^* , Ne^* (nos valeurs sont en accord avec les mesures du groupe Toennies) et pour Ar^* (non encore mesurée jusqu'alors). La seconde expérience décrite dans le deuxième chapitre consiste en la diffraction du jet superfin d'atomes métastables par des micro-réseaux par réflexion (période 1 – 2 μm). Là encore ce sont les qualités du jet superfin qui ont rendu possibles ces expériences. Il faut noter que la diffraction d'atomes de néon métastables par des réseaux micrométriques par réflexion a déjà été observée par Shimizu [33] mais avec des atomes lents (3 $m.s^{-1}$). L'originalité des expériences que nous décrirons est qu'elles ont été conduites avec des atomes très rapides ($\langle v_{He^*} \rangle = 1750 \text{ m.s}^{-1}$, $\langle v_{Ne^*} \rangle = 780 \text{ m.s}^{-1}$, $\langle v_{Ar^*} \rangle = 560 \text{ m.s}^{-1}$) et qu'elles donnent tout de même de

significatives figures de diffraction.

Dans le troisième chapitre de cette thèse, nous étudierons un phénomène encore peu connu. Au début des années 2000, le groupe I.O.A. a montré que l'interaction van der Waals entre un atome métastable et une surface possédait un terme non scalaire capable de changer l'état atomique interne. Les états internes concernés étaient les états 3P_2 et 3P_0 de Ar^* et Kr^* . La transition $^3P_0 \rightarrow ^3P_2$ subie par l'atome au voisinage de la surface a d'abord été mise en évidence [34], puis un peu plus tard, la transition inverse a été réalisée [35]. Dans les deux cas, la conservation de l'énergie et de l'impulsion parallèle à la surface implique que les atomes subissant ces transitions sont déviés à des angles de 60° environ par rapport à leur direction initiale. Pour continuer l'étude de cette interaction non-diagonale entre un atome métastable et une surface, nous avons, au début de mon séjour doctoral, entrepris d'observer ces transitions entre les sous-niveaux Zeeman de l'état 3P_2 de Ne^* . Un atome subissant une telle transition dite "van der Waals - Zeeman" est là aussi dévié mais, étant données les très faibles énergies de transition (quelques neV), les angles de déviation sont eux aussi très petits, de l'ordre de quelques $mrad$. Une fois encore, c'est la découverte du jet superfine d'atomes métastables qui a permis de réaliser ces expériences puisque l'ouverture angulaire du jet ($0,35 mrad$) est nettement inférieure aux angles de déviation attendus. Dans ce chapitre, nous décrirons tout d'abord la mise en place de l'expérience et les résultats obtenus. Ensuite nous calculerons les probabilités de transition dans le modèle de Landau-Zener. Finalement, nous donnerons deux applications intéressantes des transitions van der Waals - Zeeman pour l'interférométrie atomique.

Enfin, dans le chapitre 4 de ce travail, nous exposerons la mise en place du ralentissement Zeeman [36] d'un jet supersonique d'atomes d'argon métastables. Les motivations à ce ralentissement sont nombreuses et la principale d'entre elles est certainement d'augmenter la longueur d'onde de de Broglie des atomes. L'étude en elle-même du ralentissement est intéressante. En effet, la plupart des groupes ralentissant des jets atomiques le font pour capturer des atomes dans des pièges magnéto-optiques. Il existe cependant des expériences très intéressantes de collisions froides à une dimension à l'intérieur d'un jet initialement thermique (jet effusif, vapeur d'alcalins) ralenti par ralentisseur Zeeman, expériences dans lesquelles ont été étudiés la dynamique et le devenir du jet atomique après le ralentissement [37,38]. Cependant, cette étude n'a jamais été réellement menée pour les jets supersoniques de gaz rares. Cela pose des questions importantes auxquelles il serait enrichissant de répondre. Par exemple, le jet superfine d'atome métastable est-il toujours superfine (en termes de dispersion de vitesse et d'ouverture angulaire) après ralentissement ? Dans ce dernier chapitre nous rappellerons dans un premier temps le principe du ralentissement Zeeman que nous appliquerons au cas de l'argon métastable (3P_2). Après avoir donné quelques détails expérimentaux, nous montrerons et analyserons les premiers spectres de temps de vol d'atomes ralentis que nous avons obtenus. Enfin nous présenterons la première expérience que nous avons pu mener avec des atomes ralentis, à savoir l'étude de l'échange de métastabilité en temps de vol entre un jet d'atomes rapides au fondamental et un jet d'atomes métastables ralentis. Au cours de cette étude, on a pu faire varier l'énergie de collision entre les deux espèces de 10 à 25 meV .

Chapitre 1

Jet supersonique superfin d'atomes métastables de gaz rares

La première partie de ce manuscrit est consacrée à la source atomique du dispositif "Christine", source dont les particularités que nous allons exposer sont à la base de toutes les études expérimentales réalisées au cours de mon séjour doctoral. Cette source est un jet supersonique superfin d'atomes de gaz rares dans un état métastable. Nous nous focaliserons sur le procédé expérimental permettant de réaliser un tel jet et en donnerons les propriétés et les applications potentielles.

1.1 Propriétés générales d'un jet supersonique

Les jets supersoniques constituent une technique qui remontent aux années cinquante puisque la première réalisation expérimentale d'un "jet sup" faite par Kistiakowky et Slichter date de 1951 [26]. Puis, R.Campargue [27] et H. Haberland [28] notamment ont contribué à améliorer ce type de sources atomiques et moléculaires dont la principale caractéristique et par voie de conséquence l'intérêt majeur est l'extrême finesse de sa distribution de vitesse ($\delta v/v \sim 1\%$) et de son ouverture angulaire ($\delta\theta \sim 0.3$ mrad).

Les jets supersoniques se différencient des jets effusifs classiques (ou maxwelliens) principalement par le fait que le gaz est entraîné dans un véritable écoulement créé par une forte différence de pression (de l'ordre du bar) appliquée de part et d'autre d'une tuyère. Cette détente brutale abaisse la température du gaz à quelques degrés K ce qui resserre considérablement la distribution des vitesses. On voit sur la figure 1.1 le schéma de principe d'une telle source.

Cette source est caractérisée par son nombre de Mach μ qui est défini par $\mu = v/c$ où v est la vitesse d'entraînement du gaz et c la vitesse du son dans le référentiel entraîné. Si on considère le cas simple d'un gaz parfait, on peut montrer que $c = \sqrt{\gamma k_B T/m}$, où $\gamma = C_p/C_v$ est le rapport des chaleurs spécifiques, T la température du gaz après la détente, m la masse de l'atome de gaz utilisé et k_B la constante de Boltzmann.

Un bon jet supersonique est doté d'un nombre de Mach élevé, typiquement de

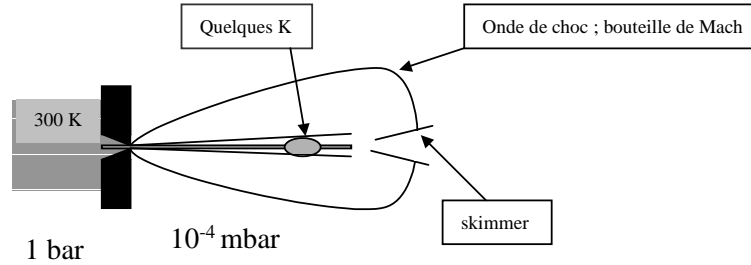


Figure 1.1 — Schéma de principe du jet supersonique

l'ordre de 50 à 100 (cela correspond à des températures T (après détente) de l'ordre de quelques K ou moins et des vitesses du son (pour l'argon par exemple) de quelques dizaines de $m.s^{-1}$). L'écoulement à travers la tuyère provoquant un tel nombre de Mach engendre la création d'une onde de choc d'abord pratiquement conique et fermée par un disque ("disque de Mach"), appelée "bouteille de Mach". Pour que les atomes (ou les molécules) puissent circuler librement, il est indispensable de percer cette onde de choc. Cette opération est délicate mais peut être faite à l'aide d'une pièce importante de la technique des jets supersoniques : l'écorceur (ou skimmer en anglais). Il s'agit d'un cône spécialement conçu de sorte que l'onde de choc "glisse" sur ses parois, laissant ainsi la voie libre au faisceau atomique (voir figure 1.1)

On obtient ainsi à la sortie de l'écorceur (skimmer) un jet d'atomes dans l'état fondamental dont la distribution de vitesse est de l'ordre de l'inverse du nombre de Mach, i.e. $\delta v/v \sim 1 - 2\%$. L'ouverture angulaire d'un tel jet est ~ 0.3 mrad et les brillances typiques sont de 10^{26} atomes. s^{-1} . m^{-2} . sr^{-1} .

1.2 Réalisation expérimentale d'un jet supersonique d'atomes métastables

1.2.1 Pompage

La difficulté majeure dans la réalisation d'un jet supersonique vient de la nécessité d'une forte différence de pression de part et d'autre de la tuyère. À l'entrée de la tuyère, on met une pression de l'ordre du bar, et en sortie il faut que la pression du gaz résiduel soit de l'ordre de quelques 10^{-4} mbar. Même si le diamètre de la tuyère est de

quelques $10 \mu m$, il faut donc un fort débit en $l.s^{-1}$ pour pomper la chambre de détente supersonique. Dans notre expérience, ce pompage est assuré par une pompe à diffusion d'huile Varian VHS10 de débit nominal de $2600 l.s^{-1}$. Cette pompe secondaire doit elle même être très efficacement pompée en primaire car un vide de quelques $10^{-4} mbar$ est difficile à tenir pour une pompe à diffusion d'huile. On réalise cela en utilisant en série une pompe primaire classique (de fort débit $120 m^3.h^{-1}$) et un compresseur mécanique (" roots pump ") qui à eux deux assurent une pression inférieure à $10^{-3} mbar$ dans le circuit de vide primaire, ce qui suffit aisément à soulager le pompage secondaire.

1.2.2 Production d'atomes métastables.

Les expériences menées dans le dispositif " Christine " sont conduites sur des atomes dans des états métastables (états excités non radiatifs, donc de temps de vie très long (typiquement plusieurs secondes)). Or, en sortie de l'écorceur, les atomes dans le jet supersonique sont bien entendu dans l'état fondamental puisqu'ils n'ont subi jusque là aucune excitation d'énergie suffisante pour peupler des états métastables (dans le cas de l'argon par exemple, le premier état métastable est l'état $(3p^5 4s) ^3P_2$ dont l'énergie est $11,54 eV$ par rapport au fondamental).

Il existe plusieurs techniques pour peupler les états métastables des atomes de gaz rares (dans notre cas). On peut, par exemple, faire du pompage optique à l'aide d'un laser puissant accordé sur une transition à 2 photons ou procéder par bombardement électronique. Cette dernière méthode est certainement la plus simple à mettre en place et c'est celle que nous utilisons et qui sera donc brièvement décrite. Pour garder la distribution transverse des vitesses en sortie du jet supersonique la plus étroite possible, il est préférable de bombarder à l'opposé et dans l'axe du jet d'atomes. Pour cela, le canon utilisé dans la source est constitué d'une anode (grille) et d'une cathode à oxyde (faite d'un mélange de poudres comprimé à chaud (frittage) pour donner la forme désirée). La cathode de forme hémisphérique (tout comme la grille) est percée en son centre pour laisser passer le jet d'atomes (figure 1.2). Le principe du bombardement est simple. La cathode joue le rôle de source d'électrons. On la chauffe indirectement par le biais d'un filament de tungstène placé au plus près ($\sim 0.5 mm$) et parcouru par un courant important ($10 A$ sous une tension de $10 V$ soit une puissance de $100 W$). Cet échauffement provoque l'expulsion d'électrons de la cathode. Une différence de potentiel appliquée entre la cathode ($-150 V$) et l'anode (à la masse) accélère les électrons vers les atomes. Signalons que les $100 W$ de chauffage de la cathode nécessite un refroidissement à eau sous vide.

Remarquons par ailleurs que pour améliorer l'efficacité du bombardement, un champ magnétique coaxial de l'ordre de $100 Gauss$ est appliqué. Il fait spiraler les électrons autour des lignes de champ, allongeant ainsi leur parcours au sein du jet atomique et les focalise sur l'axe de ce jet, optimisant ainsi le flux de métastables obtenus.

Les électrons ainsi accélérés acquièrent une énergie d'environ $150 eV$ et entrent en collision avec les atomes initialement dans l'état fondamental. Entre autres choses (ionisation etc), il arrive que cette collision excite l'atome dans des états d'énergie interne élevée. Ces états sont radiatifs et retombent en cascade vers le niveau fondamental bien sûr mais aussi vers les niveaux métastables. On peuple ainsi les niveaux

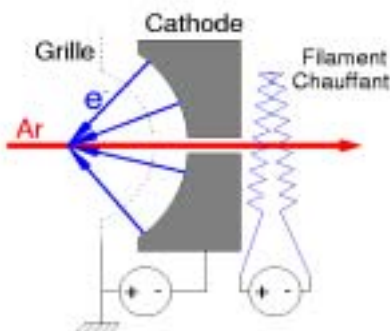


Figure 1.2 – Le canon à électrons

métastables avec une efficacité qu'on peut estimer en comparant le flux d'atomes sans bombardement (jet supersonique d'atomes dans l'état fondamental) et le flux d'atomes métastables. Une telle mesure donne une efficacité très faible, de l'ordre de 10^{-7} . (On explicitera dans le paragraphe qui vient (1.2.3) la méthode de détection permettant de mesurer le flux d'atomes métastables).

Cette méthode de production d'atomes métastables a l'inconvénient de détériorer la distribution de vitesses du jet initial. En effet, le transfert d'impulsion des électrons aux atomes ne se fait pas exactement dans la direction de propagation du jet. Ainsi, la distribution de vitesses du jet d'atomes métastables est de $\delta v/v \sim 7$ à 8% pour une ouverture angulaire de ~ 10 mrad (voir figure 1.3).

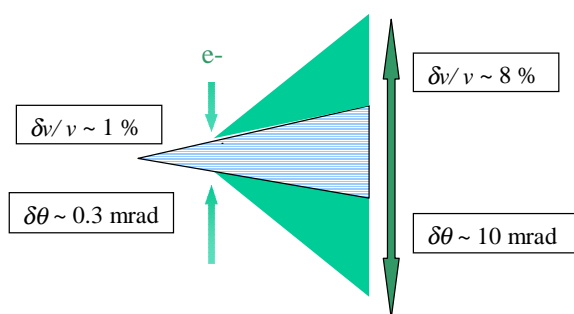


Figure 1.3 – Détérioration des qualités du jet supersonique par le bombardement électronique

1.2.3 Détection des atomes métastables.

L'intérêt principal des atomes métastables est qu'ils sont facilement détectables. Cela est dû à leur importante énergie interne (une dizaine d' eV) : en effet, lorsqu'un atome métastable frappe une surface métallique (ou semi-conductrice), il se désexcite (retombe au fondamental) et l'énergie libérée est suffisante pour expulser un électron de la surface par effet Auger.

Dès lors qu'on a accès à un électron, on peut utiliser différentes techniques pour obtenir un signal important et facilement exploitable. Nous disposons de trois systèmes de détection distincts.

Détecteur Faraday

Le premier système est ce que l'on appelle un détecteur " Faraday ". On place une plaque métallique en aluminium sur le trajet du jet atomique. Cette plaque est reliée à la masse *via* un pico-ampèremètre qui permet de mesurer des courants électriques très faibles (jusqu'à 10^{-15} A). Pour éviter que les électrons émis par effet Auger ne retombent sur la plaque, on place à 1 cm de celle-ci, une anode mise à un potentiel d'environ +200 V. Ainsi, on mesure le courant électrique créé dans la surface. Il faut remarquer que l'efficacité de l'effet Auger est de l'ordre de 40 à 50 % quand la surface métallique est bien propre et que le métal est très pur ce qui veut dire qu'avec ce type de détection, on a accès à une mesure presque absolue (à un facteur 2 près) du flux d'atomes métastables.

Signalons enfin que d'autres espèces (ions, photons UV) sont capables d'arracher un électron à la surface. Pour éviter un signal dû à des ions, un déflecteur d'ion (qui consiste simplement en deux plaques sur une desquelles on applique une tension de l'ordre de 300 V) est placé au niveau de la source, juste après le canon à électrons. Il est difficile de s'affranchir du signal de photons UV mais, en raison du faible angle solide d'observation, celui-ci est très faible (plusieurs ordres de grandeur) par rapport au signal dû aux métastables.

Détecteur à position

Notre deuxième système de détection est très intéressant car il permet d'imager le faisceau atomique. Ce détecteur à position est formé par une galette de microcanaux (ou " micro channel plate" en anglais) suivi d'un écran au phosphore filmé par une caméra CCD. On a schématisé le dispositif sur la figure 1.4 [39].

Chaque canal de la galette de microcanaux constitue un multiplicateur d'électrons : la surface intérieure de chaque canal est recouverte d'une couche semi-conductrice. Les canaux sont légèrement inclinés par rapport à la surface d'entrée du composant, de sorte qu'une espèce capable d'arracher un électron au revêtement semi - conducteur (un atome métastable dans notre cas) frappe la surface intérieure du canal en son début. Le composant pouvant être polarisé sur ses deux faces externes (par une tension de 1 à 1.2 kV), on peut accélérer et multiplier les électrons dans chaque canal. En sortie du canal, on obtient donc une " bouffée " d'électrons qui sont une fois encore accélérés (par un potentiel de l'ordre de 4 kV) de sorte qu'ils soient assez énergétiques

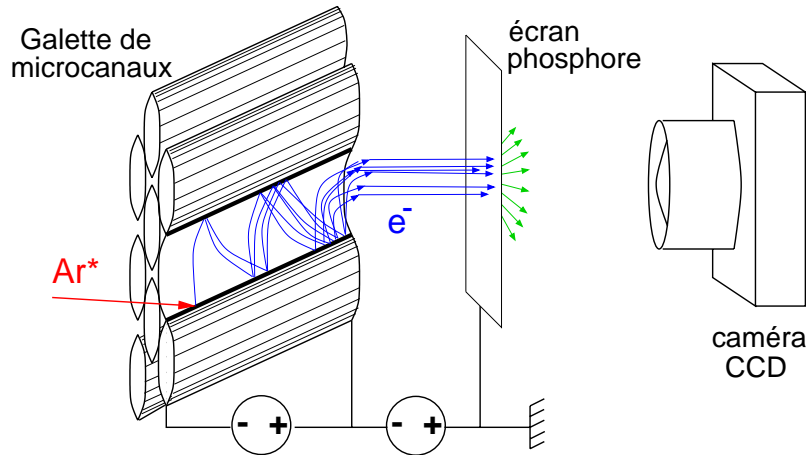


Figure 1.4 — Schéma de principe du détecteur à position. La tension aux bornes de la galette de microcanaux est 1 à 1.1 kV , l'écran au phosphore est porté à +4 kV .

pour que quand ils entrent en collision avec l'écran au phosphore, ils produisent des photons dans le domaine visible. Ces photons sont alors collectés par la caméra CCD.

La résolution de l'image ainsi obtenue est proche de la distance entre deux canaux de la galette micro-canaux. Notre détecteur à position possède des canaux dont le diamètre est $5 \mu m$ et la distance inter-canal est de $6 \mu m$. C'est la société Burle qui le fabrique et le vend.

Au cours de mon séjour doctoral, nous avons utilisé deux caméras CCD différentes : la première nous a été prêtée par le groupe de Claude Cohen - Tannoudji et Michèle Leduc du laboratoire Kastler Brossel de l'Ecole Normale Supérieure. C'est une caméra Hamamatsu dont la matrice CCD est refroidie par un élément Pelletier. Toutes les expériences qui sont exposées dans le chapitre 2 (diffraction atomique) et le chapitre 3 (transitions van der Waals - Zeeman) ont été menées avec cette caméra. Comme nous le verrons, elle a donné de bons résultats mais présente tout de même un inconvénient important : de la façon dont elle est reliée à notre ordinateur de contrôle, le temps de transfert d'une image est d'environ une minute alors que le temps d'acquisition est seulement $0.8 s$. Nous avons acquis, vers la fin de ma thèse une autre caméra Hamamatsu, plus sensible d'une part et surtout plus rapide (le temps typique d'acquisition et de transfert est de l'ordre de la demi seconde).

Détection en temps de vol

Le principe et la mise en place de la détection des atomes métastables en temps de vol seront détaillés dans le chapitre 4 de ce manuscrit. Cette détection en temps de vol est basée sur un hachage du faisceau atomique à l'aide d'un disque à fente et on mesure le temps de parcours entre la zone de hachage et un détecteur approprié.

1.3 Jet superfin d'atomes métastables

Comme nous venons de le voir, le principal désavantage d'utiliser les atomes de gaz rares dans des états métastables est la perte de l'excellente distribution de vitesses du jet supersonique d'atomes au fondamental. Il est bien évidemment très souhaitable d'obtenir un jet d'atomes métastables ayant les propriétés d'un jet supersonique classique, c'est-à-dire un $\delta v/v \sim 1$ à 2 %. Cette partie est consacrée à la découverte faite par le groupe IOA, qui, le premier, a réalisé une telle source atomique.

1.3.1 Echange de métastabilité

L'échange de métastabilité est un processus bien connu des collisionnistes mais nous le rappelons ici puisqu'il aura une importance fondamentale dans la suite de l'exposé. Pour donner une idée du processus, on se place dans le cadre le plus simple possible de deux atomes de gaz rares sans spin, interagissant de façon purement électrostatique. Soient deux atomes de gaz rares X et X^* où X est à l'état fondamental et X^* dans un état métastable déterminé. Soit R la distance entre X et X^* dans la collision $X + X^*$. Le Hamiltonien \hat{H} du système contient un terme d'interaction $V_{int}(\vec{R})$ qui doit être invariant dans la transformation $\hat{\sigma} : \vec{R} \rightarrow -\vec{R}$.

On note $|\varphi_1(\vec{r}_1)\rangle$ la fonction d'onde associée à X au point \vec{r}_1 , d'énergie propre ϵ_1 , et $|\varphi_2(\vec{r}_2)\rangle$ la fonction d'onde associée à X^* au point \vec{r}_2 , d'énergie propre ϵ_2 .

Puisque $[\hat{H}, \hat{\sigma}] = 0$, les états propres du problème ne correspondent pas (à grand \vec{R}) au simple produit $|\varphi_1(\vec{r}_1)\rangle \otimes |\varphi_2(\vec{r}_2)\rangle$, mais sont des combinaisons linéaires de ces deux fonctions d'onde. Ce système peut être considéré comme une molécule diatomique dont les états propres sont bien connus, du type "gerade" et "ungerade". On note $|\phi_g\rangle, |\phi_u\rangle$ les états propres moléculaires.

A grand \vec{R} , on a $|\phi_g\rangle \approx \frac{1}{\sqrt{2}}(|\varphi_1(\vec{r}_1)\rangle \otimes |\varphi_2(\vec{r}_2)\rangle + |\varphi_1(\vec{r}_2)\rangle \otimes |\varphi_2(\vec{r}_1)\rangle)$ et $|\phi_u\rangle \approx \frac{1}{\sqrt{2}}(|\varphi_1(\vec{r}_1)\rangle \otimes |\varphi_2(\vec{r}_2)\rangle - |\varphi_1(\vec{r}_2)\rangle \otimes |\varphi_2(\vec{r}_1)\rangle)$. Les énergies propres de ces deux états sont différentes et sont schématiquement représentées sur la figure 1.5.

Du point de vue des atomes, l'échange de métastabilité correspond à entrer dans la collision avec l'état $|\varphi_1(\vec{r}_1), \varphi_2(\vec{r}_2)\rangle$ et à en ressortir dans l'état $|\varphi_1(\vec{r}_2), \varphi_2(\vec{r}_1)\rangle$. Mais, nous savons que ces états ne sont pas des états propres du Hamiltonien moléculaire. Il faut donc les exprimer comme une combinaison linéaire des états $|\phi_g\rangle$ et $|\phi_u\rangle$.

Soit l'état entrant $|\varphi_1(\vec{r}_1), \varphi_2(\vec{r}_2)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\phi_g\rangle + |\phi_u\rangle)$. Puisque les potentiels moléculaires "g" et "u" (et donc les énergies propres E_g et E_u) sont différents, il s'accumule au cours de la collision, un déphasage différent sur la voie "g" et sur la voie "u". Si on appelle respectivement θ_g et θ_u ces déphasages, l'état de sortie $|\Psi\rangle$ de la collision est $|\Psi\rangle = |\phi_g\rangle e^{i\theta_g} + |\phi_u\rangle e^{i\theta_u}$ où θ_g et θ_u sont différents l'un de l'autre puisqu'ils dépendent de différents potentiels moléculaires.

Il s'ensuit que la projection

$$\langle \varphi_1(\vec{r}_2), \varphi_2(\vec{r}_1) | \Psi \rangle \neq 0 \quad (1.1)$$

ce qui explique le processus d'échange de métastabilité.

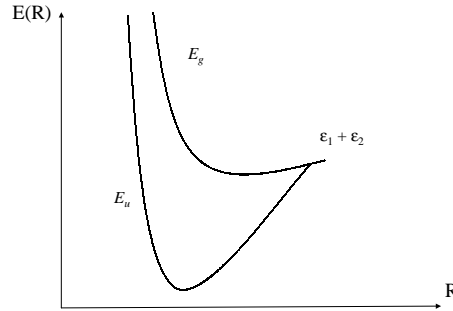


Figure 1.5 — Schéma de potentiels moléculaires *gerade* "g" et *ungerade* "u" tendant, pour R infini, vers la même limite correspondant aux atomes séparés.

La probabilité d'échange dépend très fortement des potentiels moléculaires et d'autres paramètres collisionnels (notamment du paramètre d'impact). Nous ne la calculerons pas explicitement ici, mais signalons qu'elle n'est pas négligeable et peut même atteindre $\frac{1}{2}$ dans certains cas.

Remarquons que le traitement que nous venons de faire ne concerne que les degrés de liberté internes des atomes (et donc de la molécule). L'échange de métastabilité n'affecte pas les degrés de liberté externes, notamment la vitesse de chaque atome. Deux atomes qui échangent leur métastabilité conservent la vitesse qu'ils avaient avant l'échange. On résume cela en écrivant :

$$X(\vec{v}_1) + X^*(\vec{v}_2) \rightarrow X^*(\vec{v}_1) + X(\vec{v}_2) \quad (1.2)$$

C'est cette propriété très importante qui sera mise à profit dans la suite pour expliquer comment nous avons réussi à produire un jet superfin d'atomes métastables.

1.3.2 Réalisation expérimentale du jet superfin d'atomes métastables

Nous donnons dans ce paragraphe les images du jet supersonique d'atomes métastables.

Lorsque le jet n'est pas du tout diaphragmé, la distribution de vitesse est large ($\delta v/v \sim 7$ à 8% , ouverture angulaire de $\sim 10 - 20 \text{ mrad}$) à cause du bombardement électronique. Sur ces images, le détecteur à position est placé à 1370 mm du canon à électrons. Le jet couvre ainsi à cette distance un cercle d'environ 25 mm de diamètre, c'est-à-dire pratiquement tout le détecteur (fig 1.6).

Pour sélectionner une partie de la distribution transverse des vitesses, il a été mis sur le jet un diaphragme constitué par un trou de $\sim 100 \mu\text{m}$ percé dans une plaque de fer blanc (alliage acier et étain) placée à une vingtaine de centimètres du canon à électrons. On obtient alors sur le détecteur le profil de faisceau atomique montré sur la figure 1.7.

Quelle fut notre surprise lorsque de telles images nous sont apparues! On voit clairement apparaître au milieu du détecteur un petit spot (~ 0.4 mm de diamètre sur le détecteur). Il s'agit là d'un ensemble d'atomes 10 à 20 fois mieux collimatés que le jet bombardé.

Les propriétés de ce jet sont très semblables à celle d'un jet supersonique d'atomes dans l'état fondamental. Mais nos atomes sont forcément dans un état métastable puisque nous les détectons (voir paragraphe sur la détection). Etant donné la mauvaise influence du bombardement électronique, comment expliquer un faisceau d'atomes métastables si bien collimatés? C'est l'échange de métastabilité qui permet de résoudre cette énigme. En effet, comme nous l'avons vu plus haut, l'échange de métastabilité entre un atome au fondamental et un atome métastable se fait pratiquement sans transfert d'impulsion $X(\vec{v}_1) + X^*(\vec{v}_2) \rightarrow X^*(\vec{v}_1) + X(\vec{v}_2)$.

Ainsi, à la sortie de l'écorceur, les atomes sont dans l'état fondamental et avec

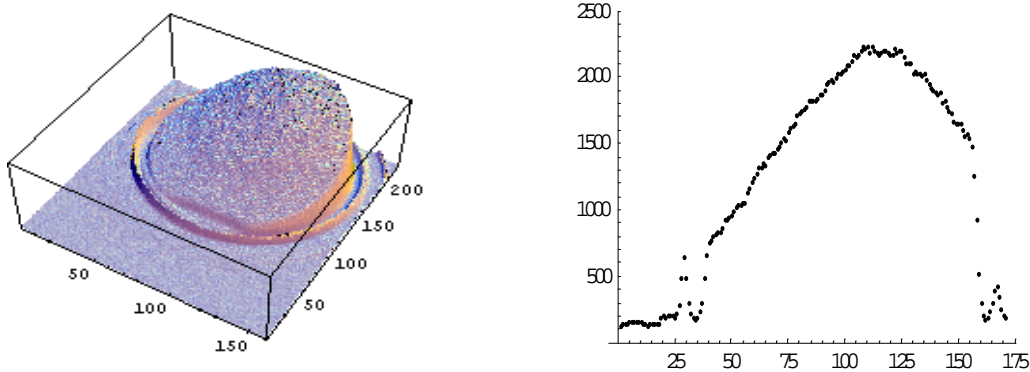


Figure 1.6 – Image 3D du détecteur et coupe selon un axe pour un jet non diaphragmé. La trace du faisceau couvre tout le détecteur et au delà.

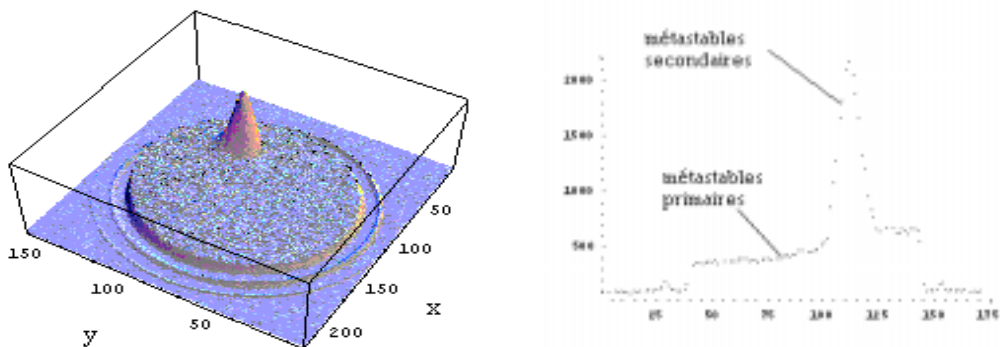


Figure 1.7 – Image 3D du détecteur et coupe selon x de l'image du jet après un diaphragme. Le fond correspond au jet de la figure 1.6. Le pic fin (inattendu) correspond aux atomes métastables “secondaires” produits par échange de métastabilité.

les propriétés du jet supersonique échangent leur métastabilité avec les atomes métastables qui viennent d'être produits par le bombardement électronique (métastables primaires). Puisque le transfert d'impulsion est quasi nul, les atomes échangés (métastables secondaires) ont les propriétés du jet supersonique (faible ouverture angulaire, $\delta v/v \sim 1\%$).

On a formé ainsi **un jet superfin d'atomes métastables**. La finesse de ce jet se trouve autant dans son caractère très mono-cinétique que dans son étroite dispersion spatiale.

La présence ou non d'un diaphragme ne semble pas a priori pouvoir expliquer l'apparition du jet échangé. Bien sûr, le phénomène d'échange a lieu que le diaphragme soit là ou non. Cependant, si l'on ne diaphragme pas, le flux de métastables primaires est beaucoup plus important que le flux de métastables secondaires qui est ainsi "noyé" dans le signal dû aux primaires.

Pour éliminer la contribution des primaires sur le détecteur, on diaphragme une seconde fois, et l'on obtient le beau signal sur fond noir de la figure 1.8.

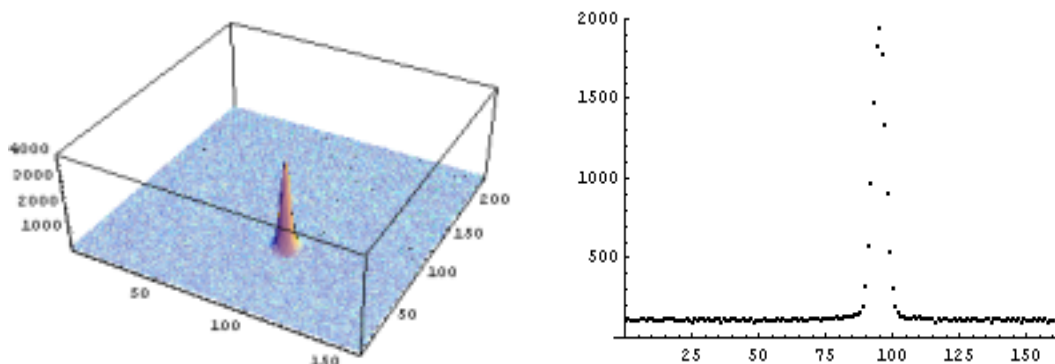


Figure 1.8 — Image 3D du détecteur et coupe du jet après deux diaphragmes centrés sur l'axe du jet supersonique.

1.3.3 Un processus collisionnel

Pour montrer que ce jet superfin d'atomes métastables est bien issu du d'échange de métastabilité, nous avons étudié le rapport entre les intensités du signal des "secondaires" et "primaires" en fonction de la densité ρ d'atomes (au fondamental) dans le jet supersonique initial. N'ayant pas directement accès à ρ , on peut tout de même en obtenir une mesure relative, en mesurant simplement la pression P du gaz résiduel dans la chambre de détente supersonique qui est directement proportionnelle à ρ .

Le flux des métastables primaires formés par le bombardement électronique (I_p) est simplement proportionnel à P , c'est-à-dire $I_p \propto P$. En revanche, si les métastables secondaires sont bel et bien dus à l'échange de métastabilité, donc à un processus collisionnel à deux atomes (un au fondamental et l'autre métastable), alors l'intensité

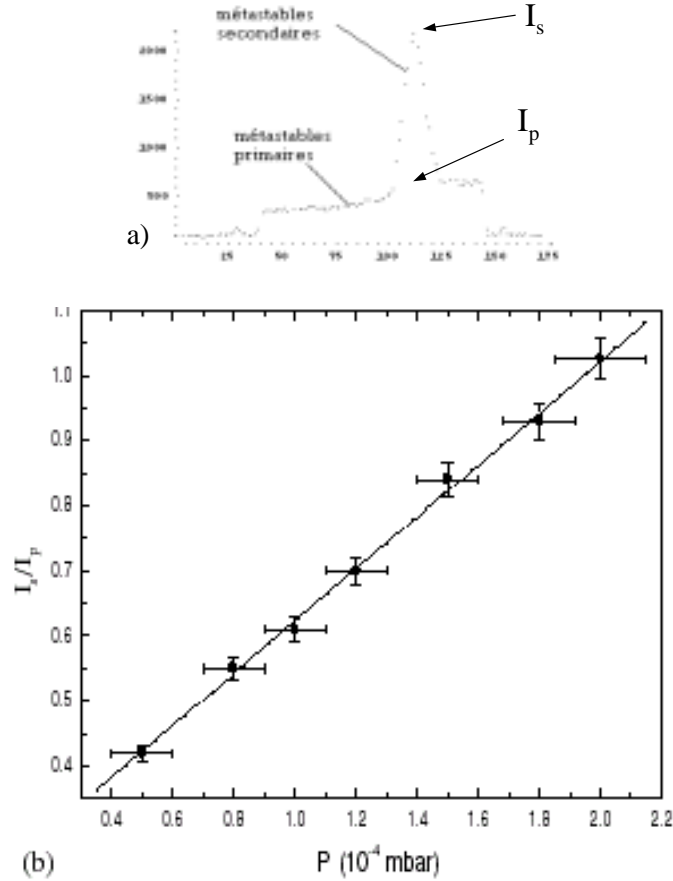


Figure 1.9 — a) Valeurs expérimentales prises pour les intensités du jet de métastables secondaires (I_s) et primaires (I_p) à une pression P donnée dans la chambre de détente supersonique. b) Rapport I_s/I_p en fonction de P pour Ar^*

du signal secondaires (I_s) doit être quadratique avec la densité du jet de fondamentaux, donc avec la pression P , de sorte que $I_s \propto P^2$.

Si on trace le rapport I_s/I_p en fonction de la pression P , on s'attend donc à trouver :

$$\frac{I_s}{I_p} \propto P \quad (1.3)$$

Nous avons fait cette expérience avec le jet d' Ar^* simplement diaphragmé et nous avons pris la valeur du maximum du pic secondaire pour I_s et une estimation du fond des métastables primaires à la même position pour I_p (voir figure 1.9).

On voit clairement que le rapport I_s/I_p est proportionnel à P . L'équation 1.3 est donc vérifiée. Le pic des métastables secondaires est donc bien issu d'un processus collisionnel qui ne peut être autre que l'échange de métastabilité.

1.3.4 Proportion des 3P_0 et 3P_2 dans le jet échangé de Ar^*

Les trois gaz rares que nous utilisons possèdent chacun deux états métastables peuplés après le bombardement électronique. Pour He^* , il s'agit des états 1S_0 et 3S_1 et pour Ar^* et Ne^* , il s'agit des états 3P_0 et 3P_2 .

Dans le jet primaire, le poids relatif de population des ces états est le poids statistique correspondant au nombre de sous niveaux Zeeman de chaque état. Ainsi dans le jet primaire de He^* , 1/4 des atomes sont dans l'état 1S_0 (1 niveau Zeeman) et 3/4 dans l'état 3S_1 (3 sous niveaux Zeeman). Pour les jets primaires de Ne^* et Ar^* , la population atomique se répartit pour 1/6 dans l'état 3P_0 et 5/6 dans l'état 3P_2 .

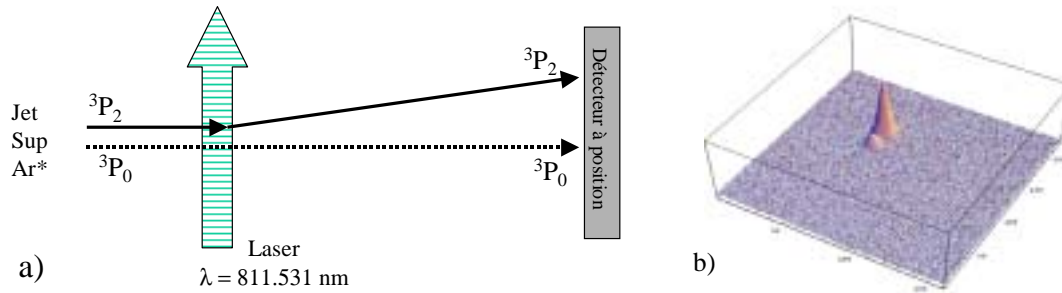


Figure 1.10 – a) Principe de l'expérience pour la mesure des différentes populations des états 3P_0 et 3P_2 dans le jet supersonique d' Ar^* : le laser accordé sur $\lambda_{opt} = 811.531 \text{ nm}$ dévie les seuls 3P_2 séparant ainsi spatialement les deux états. b) Image 3D du détecteur pour l'expérience faite sur le jet secondaire.

Il n'est pas évident que cette répartition soit encore la même dans le jet échangé. Or, disposant d'un laser (diode en cavité étendue) accordé sur une transition fermée de Ar^* (3P_2) vers un niveau excité $J = 3$ ($\lambda_{opt} = 811.531 \text{ nm}$), nous avons pu déterminer ces populations respectives pour le seul cas de Ar^* . Ce laser n'affecte en effet que les atomes dans l'état 3P_2 .

Nous ne décrivons pas ici précisément le système laser, mais expliquerons simplement la méthode utilisée pour faire cette mesure. Perpendiculairement au jet d' Ar^* doublement collimaté, on envoie sur les atomes le laser accordé sur la transition à 811 nm . En communiquant l'impulsion des photons résonants avec les seuls 3P_2 , l'effet de ce laser est de dévier les 3P_2 et ainsi séparer les 3P_2 des 3P_0 qui eux, ne sont pas déviés (voir figure 1.10 a).

Cette expérience a été conduite sur le jet "primaire" (non échangé) et le jet secondaire. Les résultats sont présentés dans le tableau suivant :

	3P_0	3P_2
jet primaire	14.7 %	85.3 %
jet échangé	33.8 %	66.2 %

On voit clairement que la proportion statistique est bien respectée pour le jet primaire alors qu'elle ne l'est plus pour le jet secondaire. En effet, dans le jet échangé, la proportion est pratiquement $1/3$ de 3P_0 et $2/3$ de 3P_2 . Ceci est pour l'instant un simple fait expérimental, nous n'avons pas encore d'interprétation théorique quantitative. De plus, ne disposant pas des lasers adaptés pour He^* et Ne^* , nous n'avons pas pu faire la mesure pour ces deux gaz. Notons cependant que l'efficacité du processus d'échange est *a priori* différente pour 3P_0 et 3P_2 du fait que les potentiels moléculaires sur les voies u et g sont différents. Cette différence entre potentiels u et g est à la base du calcul des sections efficaces d'échange par l'intermédiaire des différences de phases $\varphi_u - \varphi_g$.

1.4 Propriétés de cohérence du jet supersonique

Nous allons donner dans ce paragraphe quelques propriétés de cohérence des atomes métastables dans le jet supersonique. Nous expliciterons le cas de l'argon métastable Ar^* puis énumérerons simplement ces propriétés pour d'autres atomes de gaz rares : He^* et Ne^* .

Rappelons tout d'abord quelques propriétés de l'argon métastable. La masse de l'atome (isotope dominant) d'argon est $m = 6.636 \times 10^{-26} kg$. Dans le jet supersonique, les atomes d'argon métastables ont une vitesse longitudinale de $v_{\parallel} = 560 m.s^{-1}$ ce qui correspond à une longueur d'onde de de Broglie $\lambda_{\parallel} = h/(mv_{\parallel}) = 0.018 nm$ ($h = 6.62 \times 10^{-34} J.s$, constante de Planck). La vitesse transverse moyenne est $v_{\perp} = 0.14 m.s^{-1}$ ce qui correspond à $\lambda_{\perp} = 51 nm$. Ces données ont certes une valeur en tant que telles, par exemple dans une expérience de diffraction atomique, la donnée de λ_{\parallel} est indispensable pour le calcul de la figure de diffraction. Cependant, ne serait-ce que pour observer des effets de diffraction (et plus généralement d'interférences), il est primordial que les paramètres que nous allons définir, comme la longueur de cohérence l_c et la largeur de cohérence L_c , remplissent certaines conditions.

1.4.1 Largeur de cohérence. Théorème de van Cittert - Zernike

Il faut tout d'abord s'entendre sur la définition du mot largeur de cohérence. D'une façon générale, on appelle cohérence d'une onde sa "capacité" à produire des interférences, et plus exactement, on appelle degré de cohérence le contraste des franges réalisées par cette onde en sortie d'un interféromètre (par exemple, deux fentes de Young). Dans le cas simple de deux fentes de Young à une dimension, on appellera largeur de cohérence de l'onde l'écart maximal L_c que l'on peut mettre entre les deux fentes pour obtenir une figure d'interférence, c'est-à-dire un degré de cohérence non nul.

Le théorème de van Cittert - Zernike est un outil très utile pour estimer la largeur de cohérence d'une onde quasi monochromatique émise par une source incohérente de taille finie. Ce théorème [40] peut être énoncé de la façon suivante : "La largeur de cohérence (à une distance D donnée de la source) d'une onde quasi monochromatique émise par une source incohérente de profil σ peut être estimée à partir de la largeur de

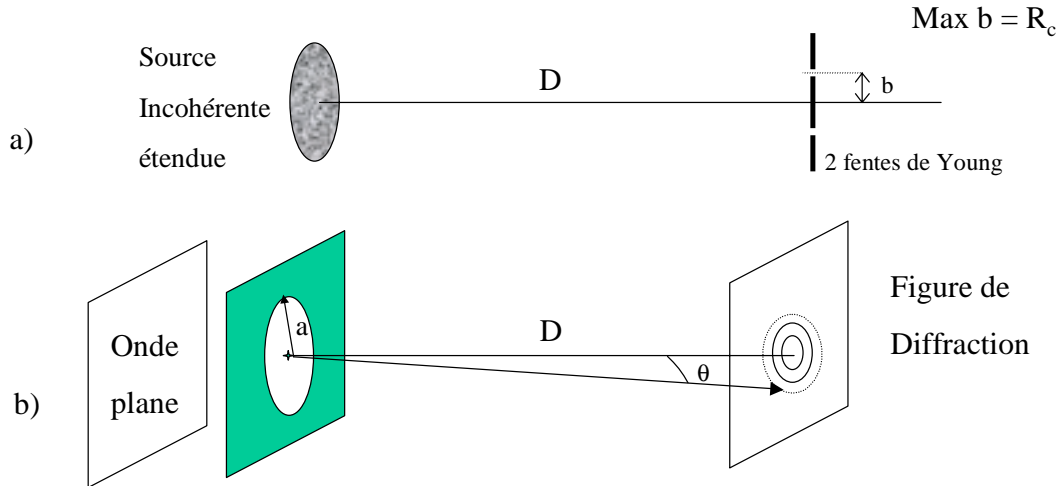


Figure 1.11 – a) Définition de la largeur de cohérence R_c (il faut que $b \leq R_c$ pour que les franges soient visibles). b) Application du théorème de van Cittert - Zernike au cas d'une source incohérente circulaire de rayon a : R_c est le rayon de la figure de diffraction obtenue avec une onde plane transmise par un diaphragme circulaire de rayon a

la figure de diffraction (à la même distance D) d'un trou de même profil σ illuminé par une onde plane de même longueur d'onde."

On considère une source ponctuelle incohérente circulaire de rayon a , émettant des ondes monochromatiques de longueur d'onde λ . On se demande alors quelle est la largeur de cohérence des ondes émises à la distance D . Pour cela, d'après le théorème de van Cittert - Zernike, il faut calculer la figure de diffraction à la distance D d'une onde plane (λ) par un cercle de rayon a . (voir fig 1.11 b). Il est connu qu'en régime de Fraunhofer, la figure de diffraction $|f(\theta)|^2$ est donnée par :

$$|f(\theta)|^2 \propto \left| \frac{2J_1(ka \sin \theta)}{ka \sin \theta} \right|^2 \quad (1.4)$$

où J_1 est la fonction de Bessel régulière d'ordre 1, $k = 2\pi/\lambda$. D'après le théorème de van Cittert - Zernike, le degré de cohérence de la source incohérente évolue en fonction de k , a et $\sin \theta$ comme la figure de diffraction équivalente. On peut alors définir la largeur de cohérence comme la distance sur l'écran d'observation entre la frange brillante centrale et le point adjacent où la frange centrale a diminué de 50 %, ce qui définit une étendue spatiale du jet atomique où le degré de cohérence est au moins égal ou supérieur à 0.5.

Cette diminution de 50 % de la fonction $|J_1(x)/x|^2$ est obtenu pour $x = 1.616$. En notant R_c la largeur de cohérence, on a donc :

$$\begin{aligned}\frac{2\pi}{\lambda}a \sin \theta_0 &= 1.616 \\ \frac{2\pi}{\lambda}a \frac{R_c}{D} &= 1.616\end{aligned}\tag{1.5}$$

d'où l'on tire :

$$R_c \approx \frac{0.257D\lambda}{a}\tag{1.6}$$

Et l'on trouve ainsi une formule très commode pour estimer la largeur de cohérence de notre jet d'atomes à une distance donnée (on prendra $\lambda \rightarrow \lambda_{dB}$).

Par exemple, on veut connaître la largeur de cohérence d'un jet d'atomes de He^* à une distance $D = 50 \text{ cm}$ de la source. On peut montrer que le diamètre effectif de la source est de $15 \mu\text{m}$, ce qui donne $a = 7.5 \mu\text{m}$ et que la longueur d'onde longitudinale de He^* est $\lambda_{He^*} = 0.057 \text{ nm}$.

Avec ces valeurs, on obtient que la longueur de cohérence $R_c = 976 \text{ nm}$. Le diamètre de cohérence est le double de cette valeur (voir figure 1.11) ce qui donne $\phi_c = 1952 \text{ nm}$. Un tel diamètre de cohérence est tout à fait adapté à un grand nombre d'expériences d'optique atomique.

1.4.2 Résumé des caractéristiques du jet superfin d'atomes métastables de gaz rares

On résume dans le tableau 1.7 les caractéristiques du jet superfin de Ar^* , Ne^* et He^* .

Atome	$E_0 \text{ (meV)}$	$\langle v \rangle \text{ (m.s}^{-1}\text{)}$	$\langle \lambda_{\parallel} \rangle \text{ (nm)}$	$\langle \lambda_{\perp} \rangle \text{ (nm)}$	$R_c \text{ (nm)}$	$l_c \text{ (nm)}$
Ar^*	65	560	0.018	51	308	1.8
Ne^*	65	780	0.025	72	428	2.5
He^*	65	1750	0.057	164	976	5.7

(1.7)

E_0 est l'énergie cinétique de l'atome dans le jet supersonique. On peut montrer qu'elle ne dépend que de la température du gaz et de la quantité thermodynamique γ (rapport des chaleurs spécifiques). Ainsi, l'énergie cinétique est la même pour les trois gaz.

$\langle v \rangle$ est la vitesse moyenne d'un atome dans le jet supersonique. Puisque l'énergie cinétique est la même pour les trois gaz, les vitesses sont bien entendu différentes.

$\langle \lambda_{\parallel} \rangle = \frac{h}{m\langle v \rangle}$ est la longueur d'onde de de Broglie longitudinale.

$\langle \lambda_{\perp} \rangle = \frac{h}{m \langle v_{\perp} \rangle}$ est la longueur d'onde de de Broglie transverse.

R_c est la largeur (ou rayon) de cohérence donnée par le théorème de van Cittert - Zernike. On a estimé R_c à une distance de la source atomique $D = 50 \text{ cm}$ et de telle sorte que le degré de cohérence soit supérieur ou égal à 0.5.

l_c est la longueur de cohérence (ou taille longitudinale du paquet d'onde). Cette longueur traduit la monocinéticité de l'onde atomique et on peut montrer qu'elle est simplement donnée par $l_c = \lambda_{\parallel} \frac{v}{\delta v}$ où $\frac{v}{\delta v}$ est l'inverse de la dispersion relative des vitesses atomiques. Dans le cas du jet superfin d'atomes métastables, $\delta v/v \sim 1 \%$, ce qui donne $\frac{v}{\delta v} \sim 100$.

Rappelons qu'une propriété commune à ces trois jets superfins d'atomes métastables est leur très faible ouverture angulaire $\delta\theta \sim 0.35 \text{ mrad}$.

Signalons enfin qu'au vu de l'efficacité de notre bombardement électronique, on peut estimer que la brillance minimum de ces jets superfins d'atomes métastables est de $10^{22} \text{ atomes} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1}$ [29].

Chapitre 2

Expériences de diffraction atomique

Cette section du manuscrit est consacrée à l'étude de la diffraction du jet superfine d'atomes de gaz rares que nous avons décrit dans le chapitre 1. Nous avons vu alors que le jet issu de l'échange de métastabilité possédait a priori de remarquables propriétés de cohérence. La façon la plus commode pour prouver la cohérence d'un ensemble d'atomes (ou de photons) est de lui faire subir une expérience d'interférence. En effet, comme on l'a vu dans le théorème de van Cittert - Zernike (paragraphe 1.4.1), le contraste interférentiel est une mesure directe du degré de cohérence de la source. Pour mesurer la cohérence de notre jet, nous l'avons soumis à l'une des expériences d'interférométrie les plus simples, la diffraction par des réseaux. Nous allons expliciter dans la suite la diffraction de notre jet atomique par des nano-réseaux par transmission (période $\Lambda \sim 100 \text{ nm}$) ainsi que par des micro-réseaux par réflexion ($\Lambda \sim 1000 \text{ nm}$).

2.1 Diffraction atomique du jet superfine d'atomes métastables de gaz rares par un nano-réseau par transmission.

2.1.1 Principe et schéma expérimental

Le principe de l'expérience est simple (voir fig 2.1). Le jet superfine d'atomes métastables de gaz rares (He^* , Ne^* , Ar^*) est envoyé sur un nano-réseau ($\Lambda \sim 100 \text{ nm}$, on le décrira juste après) placé à 597 mm de la tuyère (point source) et on observe la figure de diffraction (la répartition angulaire des atomes) sur un détecteur à position situé à 1396 mm de la source.

Le jet supersonique est diaphragmé deux fois. Le deuxième diaphragme est une fente de $12 \mu\text{m}$ de large que l'on a placée parallèlement aux fentes du réseau. Au sortir de cette fente, l'ouverture angulaire horizontale (dans le sens de la fente) du jet échangé est de l'ordre de 0.4 mrad tandis que l'ouverture angulaire verticale (perpendiculaire à la fente) est de l'ordre 0.02 mrad .

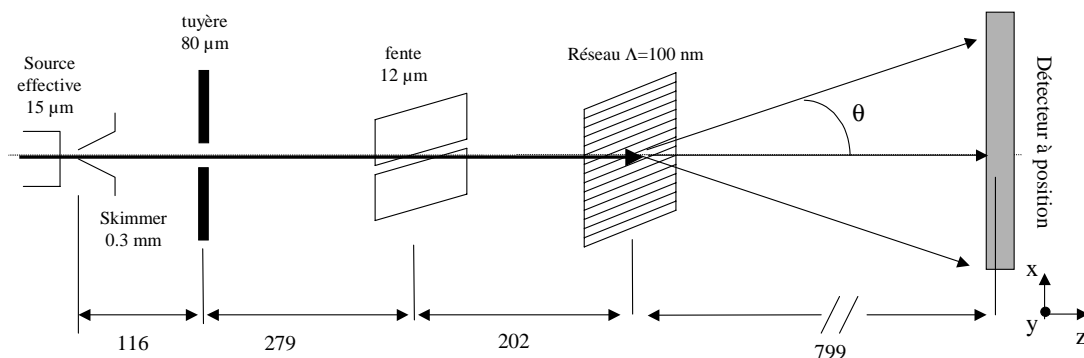


Figure 2.1 – Schéma de l'expérience de diffraction du jet superfine de He^* , Ne^* , Ar^* par un réseau nanométrique ($\Lambda \sim 100 \text{ nm}$). La zone de bombardement électronique n'est pas représentée. θ est l'angle de diffraction. Sauf précisions, les cotes sont données en mm .

Maintenant que nous avons mis notre jet atomique dans de bonnes conditions pour se diffracter dans la direction verticale, donnons quelques détails sur son diffracteur :

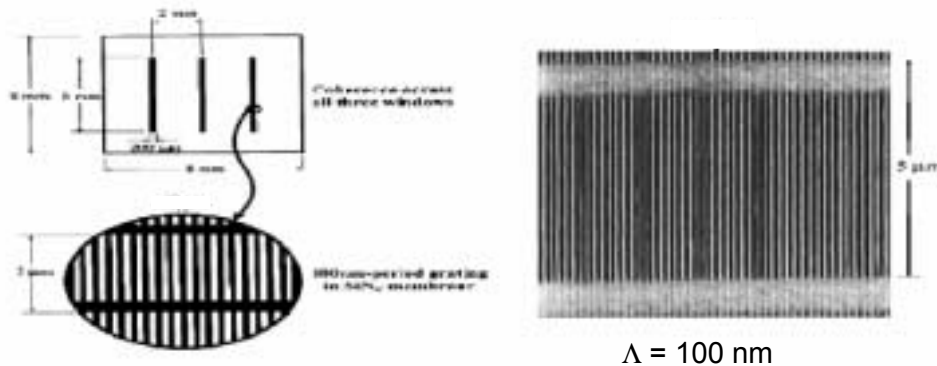


Figure 2.2 – Le réseau nanométrique en nitrure de silicium.

Il s'agit d'un réseau de nano-fentes en nitrure de silicium (SiN_x) fabriqué au moyen de techniques de lithographie par gravure ionique réactive (RIBE). En fait, sur un même support sont gravés trois différents réseaux a priori identiques. La dimension de chaque réseau est $200 \mu\text{m} \times 5 \text{ mm}$ (voir figure 2.2). Le nano-réseau de période 100 nm est gravé à l'intérieur d'un réseau perpendiculaire de période beaucoup plus grande ($5 \mu\text{m}$). Le réseau est donc nanométrique dans une seule dimension. Les nano-fentes font donc presque $5 \mu\text{m}$ de long. La largeur des fentes est $w = 66.8 \text{ nm}$. La forme des

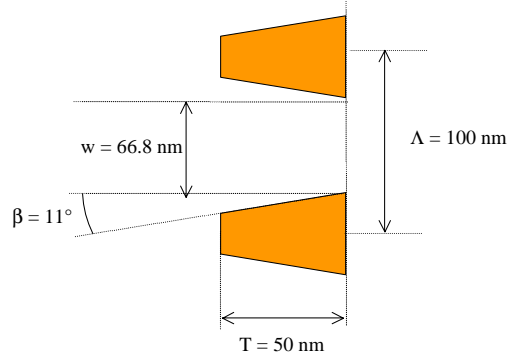


Figure 2.3 – Détail d’une fente d’ouverture $w = 66.8 \text{ nm}$ et d’épaisseur $T = 50 \text{ nm}$.

barres du réseau n’est pas exactement carrée mais trapézoïdale, le bord de fente étant incliné d’un angle $\beta = 11^\circ$ (voir figure 2.3). Ces données géométriques sont importantes car elles interviendront plus tard dans le calcul de la figure de diffraction.

Il est à noter que ces réseaux sont extrêmement fragiles. Ils sont bien sûr très sensibles aux poussières mais encore plus au contact d’un liquide. Une très faible contrainte mécanique, par exemple exercée par un film provenant d’une goutte d’huile issue des pompes à diffusion peut suffire à le détruire. Or, la production de ces réseaux a cessé (ils étaient produits au M.I.T.) et en plus d’être relativement chers (~ 5000 euros) ils deviennent du coup très difficile à acquérir. Leur utilisation nécessite donc une attention toute particulière. Sur les deux réseaux acquis par le groupe IOA, l’un est déjà partiellement détruit. Un projet d’expérience principalement basé sur un tel réseau est donc relativement risqué. Signalons néanmoins que nous disposons encore d’un réseau en or de période 200 nm .

2.1.2 Résultats

Sur la figure 2.4 a), on peut voir, en échelle grise, l’image de la caméra CCD filmant l’écran au phosphore pour l’expérience menée avec He^* .

La première chose à remarquer sur ces résultats est le fait que bien que le grand axe de la fente soit selon Y, l’étalement de la distribution spatiale des atomes se fait selon l’axe X (fig 2.4 a). C’est une signature du phénomène de diffraction atomique. Sur la coupe (en échelle log) selon Y (fig 2.4 c), on trouve un profil gaussien qui n’est autre que le profil naturel du jet en sortie de la tuyère. Sur la coupe (échelle log) selon X (fig 2.4 b), le profil est loin d’être gaussien mais largement étalé du fait de la diffraction des ondes atomiques par le nano-réseau (et par l’attraction scalaire de van der Waals).

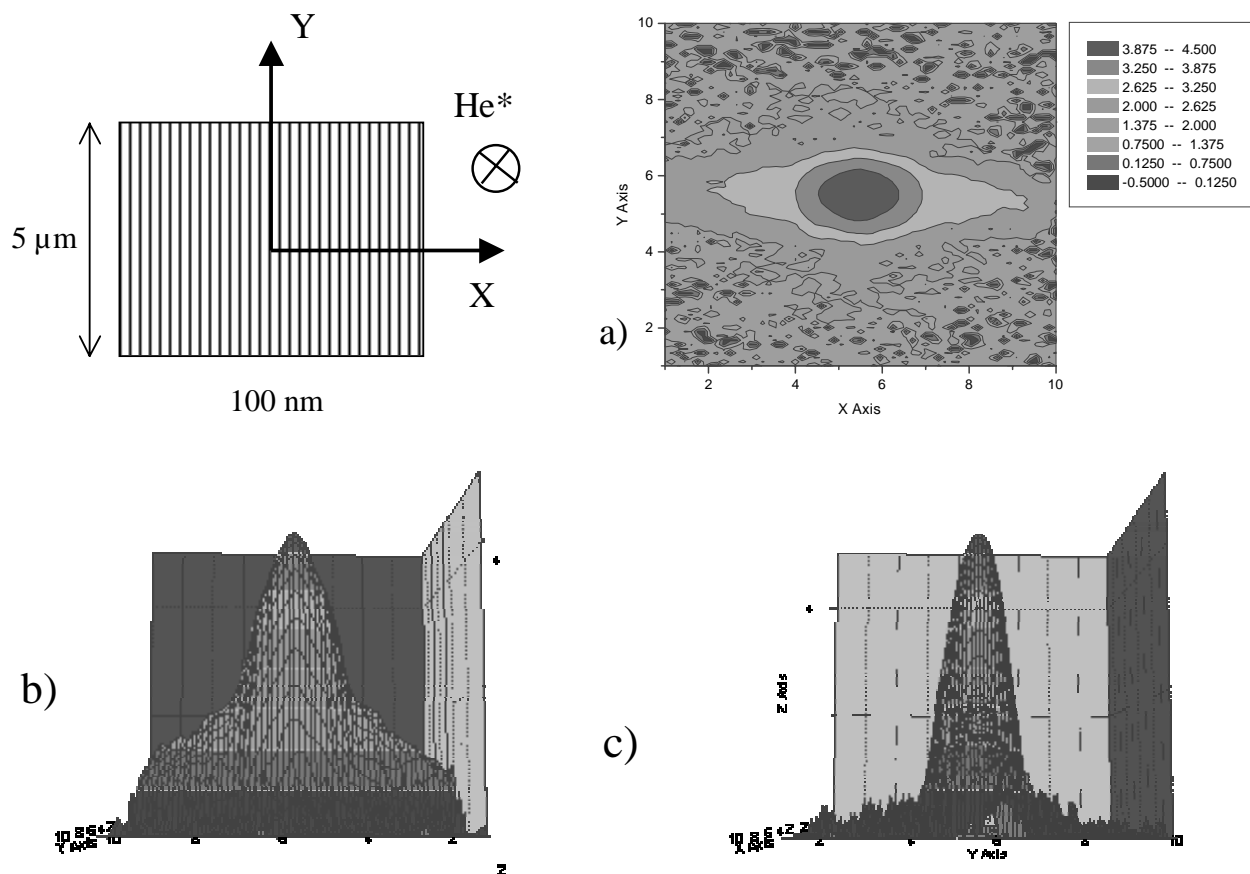


Figure 2.4 – a) Vue en 2 D de l’image de la caméra CCD, b) Coupe selon X en échelle log (vue depuis un point central de l’axe X), c) Coupe selon Y en échelle log (vue depuis un point central de l’axe Y). Le long de Y on retrouve le profil du faisceau incident alors que le long de X le profil est élargi par diffraction.

2.1.3 Calcul de la figure de diffraction

Pour les calculs de figures de diffraction que nous allons présenter, on considérera le régime de Fraunhofer de la diffraction. Dans ce régime, la figure de diffraction est purement angulaire et on notera θ l’angle de diffraction. On peut considérer le régime de Fraunhofer quand le nombre de Fresnel défini $F = \frac{w^2}{\lambda_{dB} D}$ est très petit devant 1 (w est la taille typique de l’objet diffractant (largeur de fente, pas de réseau ...), λ_{dB} est la longueur d’onde atomique, D est la distance d’observation). Dans les expériences que nous menons, cette condition est bien respectée.

L’amplitude de diffraction à l’angle θ est donnée par le produit $A(\theta) = g(\theta)f(\theta)$, où $g(\theta)$ correspond aux pics de diffraction d’un réseau de N fentes :

$$g(\theta) = \frac{\sin((N + 1) \phi/2)}{\sin(\phi/2)} \quad (2.1)$$

avec $\phi \approx k\Lambda\theta$ où k est la norme du vecteur d'onde atomique incident. ϕ correspond au déphasage entre les amplitudes engendrées par deux barres consécutives du réseau séparées de Λ . Le facteur $f(\theta)$ correspond quant à lui à la figure de diffraction d'une fente unique. Il est important de noter que l'interaction entre l'atome et la surface (interaction de van der Waals) est à prendre en compte dans le calcul de $f(\theta)$. Une conséquence de cela est que, pour obtenir une information sur l'interaction atome-surface dans l'expérience décrite ici, il n'est pas nécessaire de voir précisément les pics de diffraction du réseau ($|g(\theta)|^2$) mais il suffit d'étudier l'enveloppe de la figure de diffraction ($|f(\theta)|^2$). Plus précisément, l'étude de l'enveloppe seule permet d'extraire des données expérimentales la valeur du coefficient C_3 de la partie scalaire du potentiel vdW ($V_{vdW} = -C_3/z^3$, z étant la distance atome-surface.) [29]

2.1.4 Principe de calcul de l'amplitude de diffraction $f(\theta)$ due à une fente unique.

En régime de Fraunhofer (qui est bien adapté ici), l'élément d'amplitude de diffraction dU d'une onde plane incidente par une surface de diffraction (d'élément de surface dS) est donnée par

$$dU = CdS \exp i\Phi \tag{2.2}$$

où C est une constante (qui dépend notamment de la longueur d'onde atomique) et Φ est le déphasage entre l'onde émergeant d'un point de référence (origine) et l'onde émergeant de l'élément de surface dS .

Ce déphasage comporte deux termes, $\Phi = \phi + \alpha$.

ϕ est un déphasage purement géométrique et est donné d'une façon très générale par la formule :

$$\phi = \vec{\delta k} \cdot \vec{r} \tag{2.3}$$

où \vec{r} est le vecteur joignant l'origine à l'élément de surface diffracteur et $\vec{\delta k} = k(\vec{\theta}) - \vec{k}_0$ est la différence entre le vecteur d'onde diffracté à l'angle θ et le vecteur d'onde incident.

α quant à lui, est un déphasage dû à l'interaction de l'atome avec un potentiel, dans notre cas le potentiel de van der Waals. On peut calculer ce déphasage de façon semi-classique.

Soit un potentiel qui dépend a priori, des trois coordonnées de l'espace (x,y,z) et qui a une portée finie L dans la direction z de propagation des atomes. Pour simplifier, on pourra considérer que le potentiel ne dépend que d'une seule coordonnée x . Cette approximation est justifiée dans le cas de l'interaction atome-surface où l'amplitude du potentiel van der Waals dépend principalement de la distance entre l'atome et la surface. On considère un atome entrant dans ce potentiel avec un vecteur \vec{k}_0 bien défini. L'action du potentiel est de modifier localement le vecteur d'onde de l'atome, de sorte que $\vec{k}_0 \rightarrow \vec{k}(x,z)$. (voir figure 2.5)

Si l'on fait l'hypothèse que les trajectoires atomiques sont quasiment rectilignes suivant l'axe z (approximation raisonnable étant donnée la vitesse atomique élevée), le

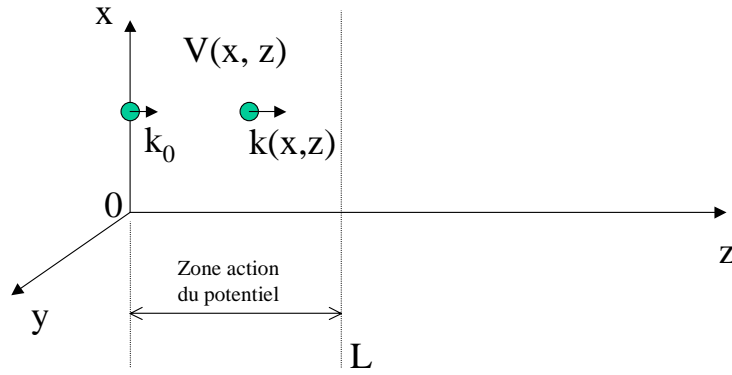


Figure 2.5 – Schéma de principe pour le calcul du déphasage semi-classique induit par un potentiel $V(x, z)$ sur une onde atomique de vecteur d'onde incident \vec{k}_0

déphasage accumulé par l'onde atomique entre son entrée dans le potentiel ($z = 0$) et sa sortie ($z = L$) est donné par

$$\alpha(x) = \int_0^L (k(x, z) - k_0) dz \quad (2.4)$$

On appelle E , k , v les valeurs locales (c'est-à-dire à un z donné dans le potentiel V) de l'énergie, du nombre d'onde et de la vitesse de l'atome, et E_0 , k_0 , v_0 les valeurs initiales (avant la zone d'action du potentiel).

Le nombre d'onde local $k(x)$ peut être exprimé en fonction de l'énergie initiale de l'atome E_0 et du potentiel V .

En effet, Monsieur Louis de Broglie, dans sa grande sagesse, nous a appris que :

$$p = mv = \hbar k \quad (2.5)$$

Or, la conservation de l'énergie totale impose que

$$E_0 = \frac{1}{2}mv^2 + V \quad (2.6)$$

En mettant l'équation 2.5 dans l'équation 2.6, on trouve immédiatement que

$$k^2 = \frac{m^2 v^2}{\hbar^2} = \frac{2m(E_0 - V)}{\hbar^2} \quad (2.7)$$

Comme $E_0 \gg V$, on peut faire un développement au premier ordre qui donne :

$$k = \frac{\sqrt{2m(E_0 - V)}}{\hbar} \approx \frac{\sqrt{2mE_0}}{\hbar} \left(1 - \frac{V}{2E_0}\right) \quad (2.8)$$

Ainsi, en prenant toujours $E_0 = \frac{1}{2}mv_0^2$ on montre facilement que

$$\begin{aligned}
 k - k_0 &= \frac{\sqrt{2mE_0}}{\hbar} \left(1 - \frac{V}{2E_0}\right) - \frac{\sqrt{2mE_0}}{\hbar} \\
 &= -\frac{V}{2\hbar} \frac{\sqrt{2mE_0}}{E_0} \\
 &= -\frac{1}{\hbar v_0} V
 \end{aligned} \tag{2.9}$$

En réintroduisant ce résultat dans l'équation 2.4, on arrive à une expression du déphasage accumulé par l'onde atomique le long d'une trajectoire rectiligne de longueur L en fonction du potentiel $V(x)$ qui règne dans cette région :

$$\alpha(x) = -\frac{1}{\hbar v_0} \int_0^L V(x) dz \tag{2.10}$$

et dans le cas simple que l'on a supposé ici où V ne dépend pas de z , l'intégration donne immédiatement :

$$\alpha(x) = -\frac{L}{\hbar v_0} V(x)$$

Ce résultat a été donné par Glauber qui l'a démontré d'une façon plus générale en supposant que, sur une distance de l'ordre de la longueur d'onde atomique initiale (non modifiée par la potentiel), la variation δV du potentiel considéré est très inférieure à la valeur de l'énergie cinétique incidente E_0 [41].

A partir de maintenant, et dans la mesure où l'on arrive à exprimer $V(x)$, nous avons en principe toutes les cartes en main pour calculer la figure de diffraction correspondant à notre expérience.

2.1.5 Calcul effectif de $f(\theta)$.

Comme nous l'avons expliqué dans la partie précédente, pour calculer $f(\theta)$, il faut calculer le déphasage total Φ accumulé par l'onde atomique qui se compose d'un déphasage purement géométrique (ϕ) et d'un déphasage (α) dû au potentiel.

Le déphasage ϕ est simple à calculer. En effet, on sait que $\phi = \vec{\delta k} \cdot \vec{r} = k \sin \theta x$, ce qui donne aux petits angles concernés ici $\phi \approx k\theta x$.

Dans un premier temps, on ne considérera pas la forme trapézoïdale de la fente décrite sur la figure 2.3. On prendra d'abord comme modèle de fente, un rectangle infiniment long dans la dimension y et de largeur T (dans la direction de propagation z). Dans ce cas simple (mais tout de même raisonnable), si on appelle ρ la distance atome-surface (ou paramètre d'impact), le potentiel de van der Waals est $V_{vdW}(x) = -C_3/\rho^3$.

En appliquant l'équation 2.10, on trouve immédiatement le déphasage α_{vdW} dû à un seul des deux murs de la fente (le mur inférieur par exemple) :

$$\alpha_{vdW}(\rho) = +\frac{C_3 T}{\hbar v_0 \rho^3} \tag{2.11}$$

avec C_3 la constante de vdW .

Pour calculer $f(\theta)$, il est raisonnable de considérer que le déphasage vdW accumulé par l'atome ne dépend que du mur dont il est le plus proche (rappelons que le potentiel vdW varie en $1/\rho^3$). On pourrait calculer le déphasage dû aux deux murs mais le résultat serait le même que dans le cas où seul le mur le plus proche compte. Cette méthode de calcul (un seul mur considéré) est d'ailleurs celle utilisée par les groupe de J.P. Toennies à Göttingen [32].

On prend le milieu de fente (largeur w) comme origine des x ($x = 0$). On pose $V_{sup}(w/2 - |x|) = V_{inf}(w/2 - |x|)$, où l'on suppose que V_{sup} (le potentiel créé par le mur supérieur) n'existe que dans le demi espace $x > 0$, et l'inverse pour V_{inf} .

On décompose alors l'amplitude de diffraction $f(\theta)$ en deux amplitudes $f_+(\theta)$ (correspondant au demi espace $x > 0$) et $f_-(\theta)$ (correspondant au demi espace $x < 0$).

On a donc d'après l'équation 2.2 :

$$f_+(\theta) = \int_0^{w/2} \exp(ik\theta x + i\alpha_{vdw}(w/2 - |x|))dx \quad (2.12)$$

et

$$f_-(\theta) = \int_{-w/2}^0 \exp(ik\theta x + i\alpha_{vdw}(w/2 - |x|))dx \quad (2.13)$$

ce qui donne :

$$f_{\pm}(\theta) = \int_0^{w/2} \exp(\pm ik\theta x + i\alpha_{vdw}(w/2 - x))dx \quad (2.14)$$

En faisant le changement de variables $\zeta = w/2 - x$ (ce qui amène l'origine des ζ sur le bord supérieur de fente), on trouve que l'amplitude de diffraction d'une fente donnée par la somme $f(\theta) = \frac{1}{2}(f_+(\theta) + f_-(\theta))$ s'écrit :

$$f(\theta) = \frac{1}{2} \left(e^{ik\theta w/2} \int_0^{w/2} \exp(-ik\theta\zeta + i\alpha_{vdw}(\zeta))d\zeta + e^{-ik\theta w/2} \int_0^{w/2} \exp(+ik\theta\zeta + i\alpha_{vdw}(\zeta))d\zeta \right) \quad (2.15)$$

En tenant compte de la géométrie trapézoïdale de la fente, on peut montrer que le déphasage ne s'écrit plus comme α_{vdW} (eq. 2.11) mais plutôt [32] :

$$\varphi_{vdW}(\zeta) = \frac{C_3 T}{\hbar v_0 \zeta^3} \frac{1 + \frac{T}{2\zeta} \tan \beta}{(1 + \frac{T}{\zeta} \tan \beta)^2} \quad (2.16)$$

Et l'on trouve de la même façon que 2.15 que :

$$f(\theta) = \sum_{\pm} \frac{1}{2} e^{\pm ik\theta w/2} \int_0^{w/2} \exp(\mp ik\theta\zeta + i\varphi_{vdw}(\zeta))d\zeta \quad (2.17)$$

On remarque que $f(\theta)$ dépend des paramètres : $T = 50 \text{ nm}$ épaisseur de la fente, $\beta = 11^\circ$ angle de fente défini dans la figure 2.3, v_0 vitesse de l'atome (qui dépend de

l'atome utilisé), $k = 2\pi/\lambda_{dB}$ nombre d'onde atomique (dépend de l'atome utilisé) et C_3 constante de van der Waals (qui dépend également de l'atome utilisé).

Si on connaît tous ces paramètres, on peut calculer $f(\theta)$. Celui qui est le moins bien connu est certainement C_3 , et on expliquera dans la suite au cas par cas (pour He^* , Ar^* et Ne^*) quelle valeur nous avons utilisée dans le calcul.

Commentaires sur la définition angulaire de l'expérience.

La résolution angulaire de l'expérience étant finie, nous la modélisons par une fonction *ad hoc*, la fonction $\exp -(\theta/\alpha)^4$ avec $\alpha = 0.22 \text{ mrad}$.

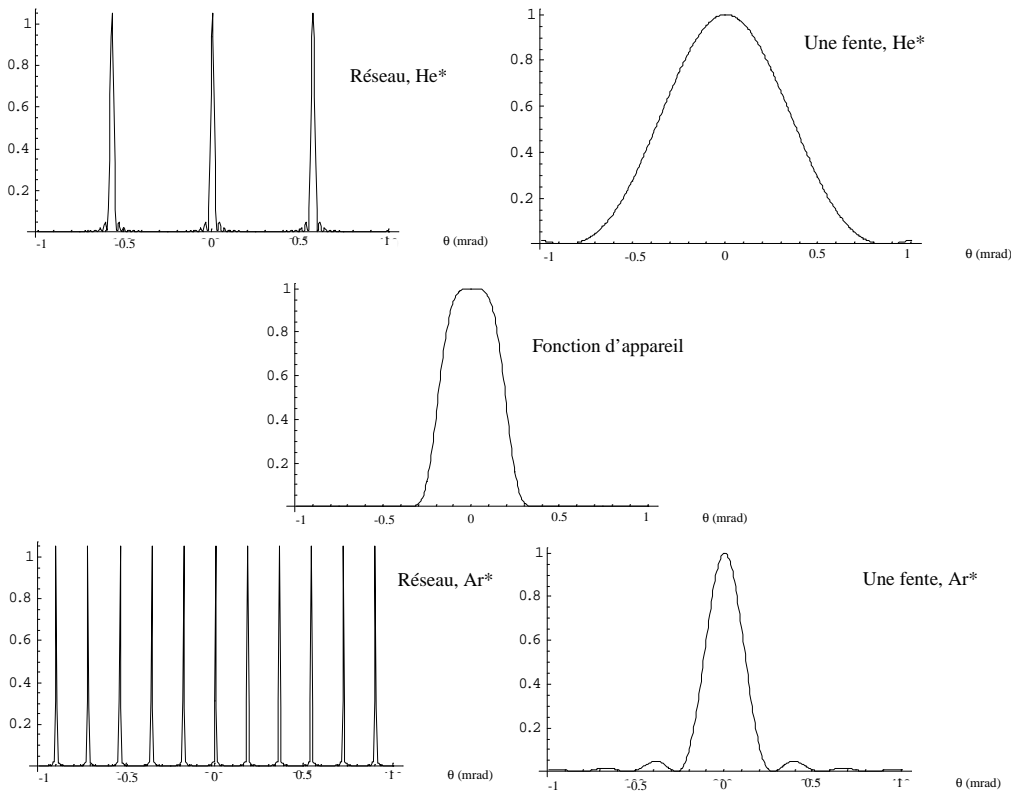


Figure 2.6 – Définition angulaire de l'expérience. Comparaison entre le domaine angulaire de la fonction d'appareil et les profils de diffraction dus au réseau et à une fente unique pour He^* et Ar^* . On ne tient pas compte ici du potentiel vdW .

Cette fonction d'appareil est montrée sur la figure 2.6 pour le domaine angulaire $-1 \text{ mrad} < \theta < 1 \text{ mrad}$. On montre par ailleurs les profils de diffraction dus au réseau et à une fente unique (sans vdW) pour He^* et Ar^* .

On remarque que pour He^* , la largeur angulaire de la fonction d'appareil est légèrement plus petite que l'angle entre deux pics successifs du réseau : *a priori*, il est possible d'observer les pics du réseau pour He^* . Cela n'est pas le cas pour Ar^* .

Par contre pour Ar^* , en ce qui concerne l'enveloppe (fente unique), le premier "rebond" (et les suivants) de la fonction sont en dehors du domaine angulaire de la fonction d'appareil et l'on peut donc espérer voir une partie de cette enveloppe sur les profils de diffraction expérimentaux. Cela est d'autant plus vrai que l'on sait que l'effet du potentiel de van der Waals sur le profil de diffraction d'une fente unique est d'en élargir quelque peu son étalage angulaire. Pour He^* , la fonction d'appareil permet largement de résoudre angulairement l'enveloppe du profil de diffraction.

2.1.6 Calcul effectif de la figure de diffraction et comparaison à l'expérience

Comme nous avons vu dans la section 2.1.3, l'amplitude totale de diffraction $A(\theta)$ est donnée par le produit $A(\theta) = g(\theta)f(\theta)$. Donc la figure de diffraction (l'intensité de diffraction $I(\theta)$) est $I(\theta) = |A(\theta)|^2 = |g(\theta)|^2 |f(\theta)|^2$.

Dans le calcul de $I(\theta)$, on remarque que les paramètres Λ , T et β sont communs aux trois atomes (He^* , Ar^* et Ne^*) alors que les paramètres $k = 2\pi/\lambda_{dB}$ et C_3 sont propres à chacun.

Cas de He^*

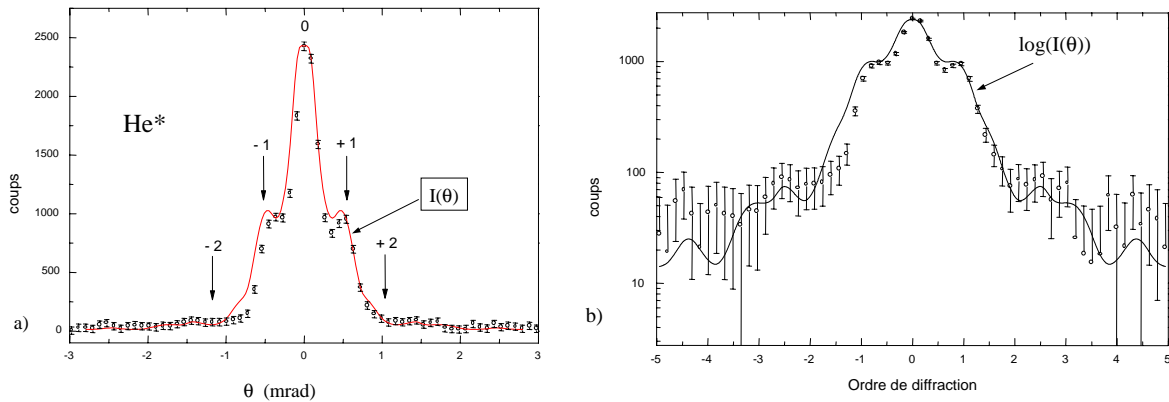


Figure 2.7 – a) Diffraction de He^* ($\langle v_{He^*} \rangle = 1750 \text{ m.s}^{-1}$, $\lambda_{dB}^{He^*} \approx 0.057 \text{ nm}$) par le nano-réseau par transmission ($\Lambda = 100 \text{ nm}$). Expérience : cercles vides et barres d'erreur. Pour obtenir ces points expérimentaux, on a accumulé 87 images de caméra CCD en condition d'expérience auxquelles on soustrait 87 images de bruit (pas d'expérience en cours). De la différence, on extrait 3 lignes en coupe (les 3 lignes donnant le maximum de signal) dont on fait la moyenne. On peut estimer [29] que sur ces figures, 1 coup correspond à un flux de 42 atomes par seconde. La théorie (avec $C_3^{He^*} = 1.018 \text{ u.a}$) est représentée en ligne pleine. La séparation angulaire entre deux ordres de diffraction est 0.57 mrad . b) Même chose mais en échelle log et en fonction de l'ordre de diffraction

Pour les atomes He^* issus du jet supersonique produit par échange de métastabilité, on a $\langle v_{He^*} \rangle = 1750 \text{ m.s}^{-1}$ et $\lambda_{dB}^{He^*} \approx 0.057 \text{ nm}$.

La valeur de la constante de van der Waals $C_3^{He^*}$ a été prise dans un article publié en 2002 par le groupe de J.P. Toennies à Göttingen [32].

De là on tire $C_3^{He^*} = 1.018 \text{ u.a}$ (avec $1 \text{ a.u.} \approx 4.029 \text{ meV nm}^3$). On dispose ainsi de toutes les données pour le calcul de $I(\theta)$. Comme nous l'avons mentionné plus haut, pour tenir compte de la résolution angulaire finie de l'expérience, on convolue la fonction $I(\theta)$ par une fonction d'appareil de la forme $C \exp -(\theta/\alpha)^4$ où C est une constante et $\alpha = 0.22 \text{ mrad}$. Les résultats expérimentaux et le calcul sont montrés sur la figure 2.7.

On voit que pour He^* , on résout l'ordre 1 des pics du réseau (c'est-à-dire une partie de la fonction $|g(\theta)|^2$) et ces pics du réseau sont modulés par $|f(\theta)|^2$ dans laquelle, rappelons-le encore, intervient l'interaction de van der Waals. De plus, à part une légère dissymétrie entre les θ positifs et négatifs, le calcul reproduit de façon satisfaisante l'expérience. Notamment le rapport d'intensité entre l'ordre 0 et les ordres ± 1 est correct.

Cas de Ne^*

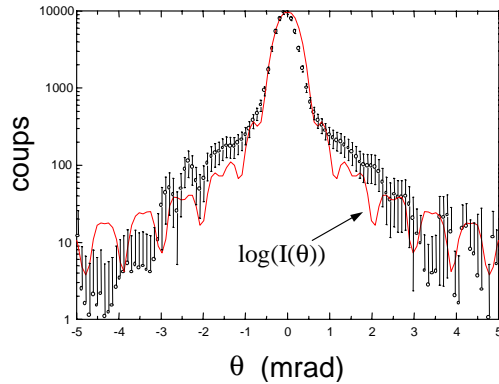


Figure 2.8 – Diffraction de Ne^* ($\langle v_{Ne^*} \rangle = 780 \text{ m.s}^{-1}$, $\lambda_{dB}^{Ne^*} \approx 0.025 \text{ nm}$) par le nano-réseau. Expérience : cercles vides et barres d'erreur (échelle log). Théorie ($C_3^{Ne^*} = 0.695 \text{ u.a}$) : ligne pleine (échelle log).

Pour les atomes Ne^* issus du jet supersonique, on a $\langle v_{Ne^*} \rangle = 780 \text{ m.s}^{-1}$ et $\lambda_{dB}^{Ne^*} \approx 0.025 \text{ nm}$. Dans ce cas-là, les ordres de diffraction du réseau sont séparés de 0.25 mrad et la résolution angulaire de l'expérience ne permet pas de les voir. En d'autres termes, le profil angulaire expérimental ne reflète pas le comportement de $|g(\theta)|^2$ mais seulement celui de l'enveloppe $|f(\theta)|^2$. Mais nous savons que l'interaction de van der Waals n'intervient justement que dans cette enveloppe. Si notre but est d'étudier cette interaction, nous n'avons pas besoin de voir les pics du réseau et pouvons nous contenter de l'enveloppe.

Pour calculer $I(\theta)$ dans le cas de Ne^* , nous avons utilisé à nouveau la donnée de [32], qui est $C_3^{Ne^*} = 0.695 \text{ u.a.}$

Sur la figure 2.8, on montre en échelle log les résultats expérimentaux et le calcul pour Ne^* .

Dans la région $-1 \text{ mrad} \leq \theta \leq 1 \text{ mrad}$, là où la barre d'erreur est la plus petite, le calcul reproduit bien l'expérience, notamment le piédestal dû à l'interaction de van der Waals. Pour $1 \text{ mrad} \leq \theta \leq 2.5 \text{ mrad}$, les valeurs donnés par le calcul décroissent un peu plus vite que les valeurs expérimentales. On aurait pu essayer de rattraper cela en moyennant davantage $I(\theta)$ que dans le cas de He^* mais il n'y a pas de raison que la fonction d'appareil change entre les expériences menées avec He^* et celles menées avec Ne^* . Toujours est-il que l'accord théorie / expérience, sans être parfait, est bien convenable et que notamment, la valeur de $C_3^{Ne^*}$ est assez bonne.

Cas de Ar^*

Pour Ar^* , on a $\langle v_{Ar^*} \rangle = 560 \text{ m.s}^{-1}$ et $\lambda_{dB}^{Ar^*} \approx 0.018 \text{ nm}$. Comme dans le cas de Ne^* , les pics du réseau (séparés de 0.18 mrad) ne pourront être résolus expérimentalement et on aura accès à la seule enveloppe de la figure de diffraction.

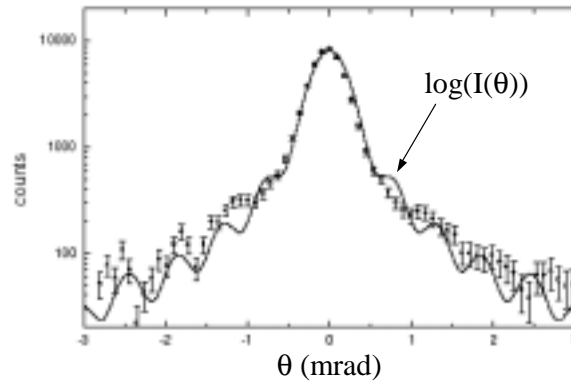


Figure 2.9 – Diffraction de Ar^* ($\langle v_{Ar^*} \rangle = 560 \text{ m.s}^{-1}$, $\lambda_{dB}^{Ar^*} \approx 0.018 \text{ nm}$) par le nano-réseau. Expérience : cercles vides et barres d'erreur (échelle log). Théorie ($C_3^{Ar^*} = 1.83 \text{ u.a.}$) : ligne pleine (échelle log)

Mais le cas de Ar^* est plus intéressant que les deux précédents car avant nos expériences, aucune mesure directe de $C_3^{Ar^*}$ n'avait été faite. De plus, un calcul direct de cette constante, basé sur des données spectroscopiques a été fait par J.C. Karam, le précédent doctorant de l'équipe [42]. Le résultat de ce calcul donne $C_3^{Ar^*} = 1.83_{-0.15}^{+0.1} \text{ u.a.}$ Pour confronter ce calcul à l'expérience, nous avons pris cette valeur de $C_3^{Ar^*}$ pour le calcul de $I(\theta)$.

Les résultats expérimentaux et $I(\theta)$ sont présentés sur la figure 2.9, en échelle log encore une fois.

Là encore, l'accord entre le calcul (utilisant la valeur de $C_3^{Ar^*} = 1.83 \text{ u.a.}$ calculée à partir de données spectroscopiques) et l'expérience est relativement satisfaisant et l'on peut conclure (moyennant quelques réserves que nous donnerons dans le paragraphe suivant) que la valeur de $C_3^{Ar^*}$ est assez bien estimée.

Incertitude sur les mesures des C_3

Il est important de signaler que pour les trois résultats exposés ci-avant, une variation de la valeur de C_3 dans le calcul de $I(\theta)$ d'au moins 25 à 35% est nécessaire pour observer une différence notable entre calcul et expérience. Pour He^* et Ne^* , cette plage d'erreur importante est comparable à celle du groupe de Göttingen [32]. Pour Ar^* , il n'est donc pas surprenant que nous trouvions une erreur de même ordre de grandeur. En tout état de cause, la détermination de C_3 pour les atomes métastables est une difficile entreprise et, jusqu'à maintenant, l'erreur sur la mesure reste très importante! Il n'empêche que la mesure est possible et les valeurs données sont utilisables à bien des égards.

Sur sur la figure 2.10, on montre les résultats du calcul de la figure de diffraction (même calcul que celui que nous avons détaillé auparavant) pour différentes valeurs de C_3 pour He^* .

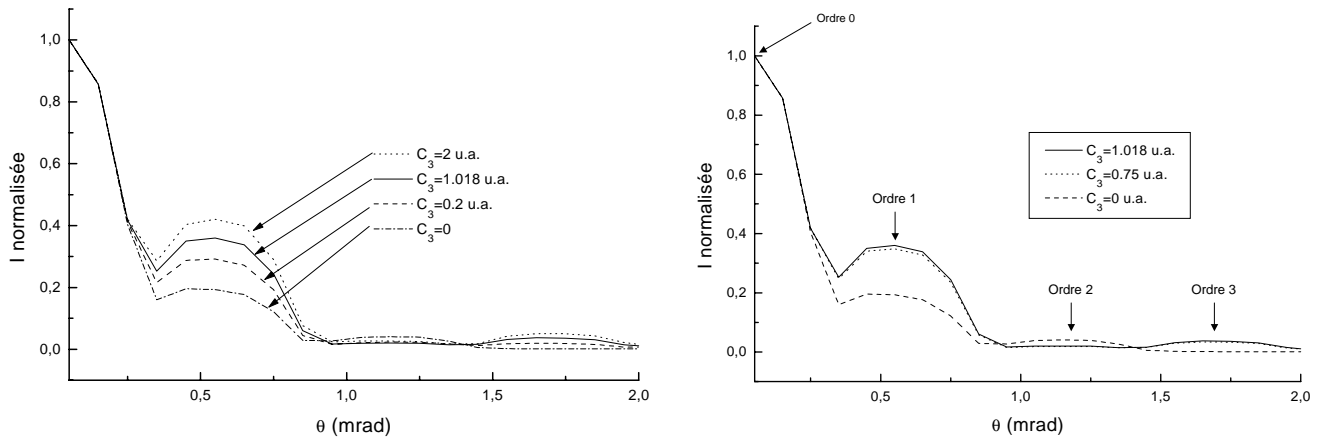


Figure 2.10 – Influence de la valeur de C_3 sur les profils de diffraction calculés pour He^* .

Quelle que soit la valeur de C_3 , on a normalisé à 1 la valeur de l'intensité de diffraction à $\theta = 0$. On voit clairement sur ces calculs, que, pour He^* , l'effet le plus remarquable du potentiel de van der Waals est de changer le rapport d'intensité entre les pics de diffraction d'ordre 1 et d'ordre 0. Plus la valeur de C_3 est grande, plus la valeur de ce rapport augmente. Autrement dit, on retrouve le fait connu que le potentiel de van der Waals "élargit" la figure de diffraction d'une fente unique. Dans le cas de He^* , on peut donc estimer la valeur de C_3 en l'ajustant de sorte que le rapport ordre

1 sur ordre 0 soit le plus proche possible de celui donné par l'expérience. Rappelons que pour He^* , la valeur de C_3 mesurée par le groupe de Göttingen [32] est 1.018 u.a et que cette valeur s'accorde bien à nos profils expérimentaux (voir figure 2.7). On voit clairement que, dans nos calculs, pour $C_3 = 0.2 \text{ u.a.}$ et $C_3 = 2 \text{ u.a.}$, les intensités de diffraction sont en net désaccords avec le calcul pour $C_3 = 1.018 \text{ u.a.}$ Cependant, même s'il existe, ce désaccord est beaucoup moins franc pour $C_3 = 0.75 \text{ u.a.}$ ce qui nous permet d'affirmer que l'incertitude sur C_3 est d'au moins 25% et plus certainement de 30 à 35%.

2.2 Diffraction d'atomes métastables par des micro-réseaux par réflexion

Comme nous l'avons vu dans la précédente section, les réseaux nanométriques par transmission sont de très bons outils pour les expériences de diffraction atomique. Cependant, ils posent également de nombreux problèmes (la difficulté de fabrication, leur fragilité, leur coût, la difficulté à les acquérir ...). Au contraire, les réseaux micrométriques par réflexion ($\Lambda \sim 1 \mu m$) sont beaucoup plus faciles à fabriquer, bien moins chers et peuvent -sous certaines conditions- être de bons diffracteurs d'atomes métastables. Le présent chapitre est consacré aux expériences que nous avons menées qui mettent en évidence la diffraction de He^* , Ne^* et Ar^* par des micro-réseaux par réflexion.

2.2.1 Principe et difficultés de principe

L'idée de base de ces expériences est schématisée sur la figure 2.11. Un paquet d'onde de largeur de cohérence R_c et de longueur de cohérence L_c arrive sur le micro-réseau (période Λ) puis est diffracté dans la direction θ . Cette expérience, simple a priori, présente un certain nombre de difficultés.

La première -et la plus limitative- de ces difficultés est le très faible facteur de réflexion des atomes métastables frappant une surface métallique. Rappelons que les atomes métastables sont désexcités (retombent au fondamental) et expulsent ainsi un électron du métal dès que leur orbitale électronique extérieure recouvre les orbitales électroniques du solide (c'est l'effet Auger pour une surface solide similaire à l'ionisation Penning pour les molécules) [43]. La probabilité de cette désexcitation est très proche de 1 pour une distance atome-surface inférieure à 1 nm . Ceci pose un problème de taille car nous ne détectons que les atomes métastables ! Heureusement, même aux énergies considérées dans cette expérience ($E_0 \sim 64 \text{ meV}$), une petite fraction ($10^{-4} - 10^{-5}$) des atomes métastables survivent à cette désexcitation et peuvent donc être réfléchis par la partie répulsive du potentiel atome-surface. Toujours est-il que le signal détecté après réflexion est environ 10^{-4} fois moins élevé que le signal incident. Il est important de savoir que la probabilité de désexcitation augmente rapidement quand la composante de vitesse normale à la surface augmente. En d'autres termes, on a tout intérêt à faire ces expériences à incidence rasante (sur la figure 2.11, θ_i doit être petit, de l'ordre de

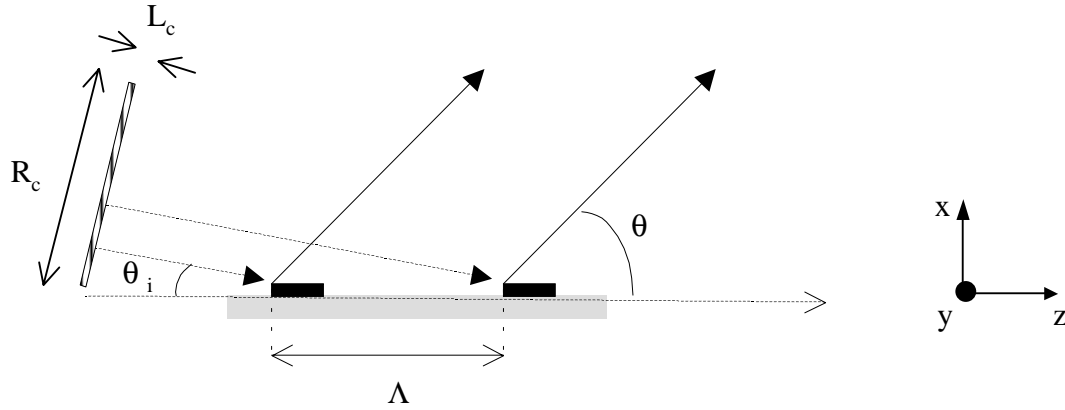


Figure 2.11 – Principe des expériences de diffraction par des micro - réseaux par réflexion.

quelques *mrad*). Bien sûr, un temps d'acquisition long aide également à obtenir un bon rapport signal sur bruit (typiquement, un profil est obtenu à partir de 500 images accumulées, ce qui, avec le matériel utilisé pour ces expériences, correspond à un temps de 3 à 4 heures).

Le second point critique est la définition angulaire. Si l'on considère un paquet incident arrivant sur le réseau (période Λ) à un angle θ_i donné (voir figure 2.11), la condition de phase sur les paquets d'onde diffractés implique que le signal atomique n'est attendu qu'aux angles θ_N (par rapport au plan du réseau) définis par :

$$\cos \theta_N = \cos \theta_i - N \frac{\lambda_{dB}}{\Lambda} \quad (2.18)$$

où λ_{dB} est la longueur d'onde de de Broglie et N est l'ordre de diffraction. Aux petits angles que l'on a certainement ici ($\theta_i \sim mrad$), l'équation 2.18 devient :

$$\theta_N^2 \approx \theta_i^2 + 2N \frac{\lambda_{dB}}{\Lambda} \quad (2.19)$$

Les paramètres expérimentaux typiques sont $\theta_i \approx 7 mrad$, $\Lambda = 2 \mu m$ et, pour He^* , $\lambda_{\parallel} = 0.057 nm$. Sous ces conditions, θ_N va de 7 à 14.8 *mrad* pour N allant de 0 à 3. Afin d'observer des pics de diffraction si proches les uns des autres, il faut que la résolution angulaire de l'expérience soit meilleure que 2 *mrad*. Cette condition est *a priori* satisfaite puisque la divergence angulaire du jet est de $\delta\theta \approx 0.35 mrad$, et la résolution du détecteur à position est de l'ordre de 0.01 *mrad*. Elle l'est toujours après le traitement des données (moyennage sur des canaux consécutifs "Adjacent averaging") qui élargit la distribution angulaire à une valeur $\Delta\theta = 1 mrad$ FWHM.

Il est également très important de connaître avec précision la valeur de l'angle d'incidence θ_i car sa connaissance est indispensable pour déduire les angles de diffraction θ_N à l'aide de l'équation 2.19. Dans le cas de He^* , pour une valeur raisonnable de θ_i ($\sim 5 - 7 mrad$), les pics de diffraction n'existent que pour $N \geq 0$ (sinon l'équation

2.19 donnerait $\theta^2 < 0$). Il s'ensuit que le premier pic de diffraction observable dans les spectres de l'hélium correspond à l'ordre de diffraction $N = 0$, c'est-à-dire à la réflexion spéculaire. On peut voir d'ailleurs que l'angle de diffraction $\theta_{N=0}$ est le seul qui ne dépend pas de la longueur d'onde de de Broglie de l'atome incident. Dans des conditions d'expérience similaires, les spectres de la diffraction de He^* , Ne^* et Ar^* doivent donc avoir un pic de diffraction commun qui n'est autre que la réflexion spéculaire. Ceci a en effet été observé (voir les spectres des figures 2.14 et 2.15) et nous a permis de déterminer $\theta_i = 7 \pm 3 \text{ mrad}$.

Un autre critère capital pour observer des effets de diffraction par des réseaux par réflexion est que la largeur de cohérence du paquet d'onde incident (R_c sur la figure 2.11) couvre plusieurs périodes du réseau. Comme l'expérience est conduite à incidence rasante, la période effective du réseau (dans le sens de la période effectivement vue par le paquet d'ondes incident) est $\Lambda\theta_i$. Cette période est bien plus petite que Λ puisque, pour $\theta_i = 7 \text{ mrad}$, $\Lambda\theta_i = 14 \text{ nm}$ alors que $\Lambda = 2000 \text{ nm}$. Selon le théorème de van Cittert - Zernike (voir section 1.4.1), la cohérence transverse du jet supersonique de He^* peut être calculée, et l'on obtient $R_c = 1660 \text{ nm}$. Cela signifie que, dans le plan transverse, plus de 100 périodes du réseau sont couvertes par le paquet d'onde incident.

Toujours dans la suite des difficultés rencontrées dans une telle expérience, il nous faut aussi nous assurer que les paquets d'onde diffractés par deux structures consécutives du réseau se recouvrent bel et bien l'un et l'autre en se propageant. On peut montrer que l'étalement du paquet peut s'écrire $\delta L_c = L_c[1 + (2z/k_{\parallel})L_c^2]^2$, où z est la direction de propagation, k_{\parallel} est le vecteur d'onde longitudinal et L_c est la longueur de cohérence comme nous l'avons définie dans la section 1.4.2 ($L_c = \lambda_{\parallel}v/\delta v$). La conséquence de cet étalement est qu'en se propageant, un paquet d'onde contient de plus en plus de longueur d'onde; par contre, le recouvrement de deux paquets diffractés par deux structures consécutives, lui, ne dépend pas de la distance de propagation z . En d'autres termes, la condition de recouvrement peut simplement s'écrire sous la forme $-L_c < \Delta < L_c$ où $\Delta = N\lambda_{\parallel}$ est la différence de chemin optique (atomique bien sûr!) entre deux paquets d'onde sortant en phase avec la condition nécessaire que N soit entier. (Il ne s'agit pas d'autre chose qu'écrire $k_{\parallel}\Delta = 2\pi N$ et de comparer cette longueur Δ d'accord de phase à la longueur de cohérence L_c). Pour He^* , on rappelle que $\lambda_{\parallel} = 0.057 \text{ nm}$ et que $L_c \sim 2.8 - 5.7 \text{ nm}$, ce qui fait que l'on n'attend de signal que pour les ordres de diffraction $N < 50 - 100$. Un tel maximum pour l'ordre de diffraction est vraiment confortable pour nos expériences. En effet, vue la taille du détecteur, on peut guère détecter au-delà de l'ordre 3 ou 4. Enfin, il est intéressant de noter que le nombre d'ordres de diffraction observables dépend directement de la qualité de la distribution de vitesses ($\delta v/v$) du jet atomique puisque que l'on peut également écrire la condition de recouvrement sous la forme $N < v/\delta v$. Ceci veut dire, que, plus le jet est monocinétique, plus on peut voir d'ordre de diffraction.

2.2.2 Modélisation de la rugosité du réseau

Pour en finir avec les difficultés liées à cette expérience, nous devons considérer le problème de la rugosité de la surface du réseau. C'est un problème important car, les distances en jeu étant si petites (par exemple la longueur de cohérence L_c est dans le

meilleur des cas de l'ordre de 5 nm), qu'il faut analyser, calculer l'effet que des rugosités de même ordre de grandeur ont sur la figure de diffraction atomique.

Pour entreprendre cette simulation, on va considérer une hauteur aléatoire ξ au-dessus d'un plan idéal. Le réseau rugueux est donc modélisé par cette surface plane et par la distribution de ξ que l'on prendra gaussienne, d'écart type σ . Cette rugosité génère une phase aléatoire $\eta = \delta k \xi$, où $\delta k \approx k \theta$ correspond au transfert d'impulsion (par rapport à la normale à la surface x sur la figure 2.11) entre le paquet d'onde initial et le paquet diffracté à l'angle θ . L'écart type de la variable η devient donc $k \theta \sigma$.

Le déphasage total va comprendre deux parties Φ et η , où $\Phi = \frac{1}{2} \Lambda k (\theta^2 - \theta_i^2)$ est le déphasage correspondant au réseau (période Λ) idéal (sans rugosité) et η un déphasage supplémentaire introduit par la rugosité. L'intensité (le signal atomique) devient donc une fonction aléatoire $I(\Phi + \eta)$.

La moyenne statistique de cette fonction est donnée par :

$$\bar{I}(\Phi) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(\Phi + u) g(u) du \quad (2.20)$$

où $g(u)$ est la densité de probabilité gaussienne de η et $I(\Phi)$ représente la figure de diffraction d'un réseau idéal.

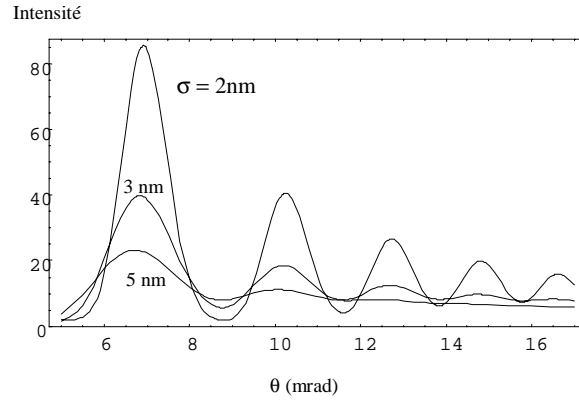


Figure 2.12 — Effet de la rugosité sur la figure de diffraction de He^* pour une distribution aléatoire gaussienne de hauteur ξ d'écart type $\sigma = 2 \text{ nm}$, 3 nm et 5 nm . La valeur de l'intensité est référée à une intensité idéale (sans rugosité, $\sigma = 0$) de 100.

En toute généralité, le contraste de la figure d'interférence est, par définition, le degré de cohérence de la source initiale (ici, la source atomique). Dans le cas idéal, il vaut 1. Dans notre situation, cela correspond à une figure de diffraction où la contribution aléatoire est nulle. On voit sur la figure 2.12, l'effet de la rugosité sur la figure de diffraction des atomes He^* ($k = 5.83 \text{ u.a.}$) pour $\sigma = 2 \text{ nm}$, 3 nm et 5 nm . On remarque qu'à mesure que σ augmente, le contraste (ou la visibilité) de la figure de diffraction diminue, et de plus en plus vite vers les ordres élevés.

Il est clair que pour $\sigma \leq 3 \text{ nm}$, les pics de diffraction restent visibles jusqu'à l'ordre $N = 3$. Ceci est bien rassurant puisque le fabricant de ces réseaux nous donne une valeur de $\sigma \sim 1 - 2 \text{ nm}$.

2.3 Expériences de diffraction avec un réseau non magnétique.

2.3.1 Montage expérimental et caractéristiques du réseau.

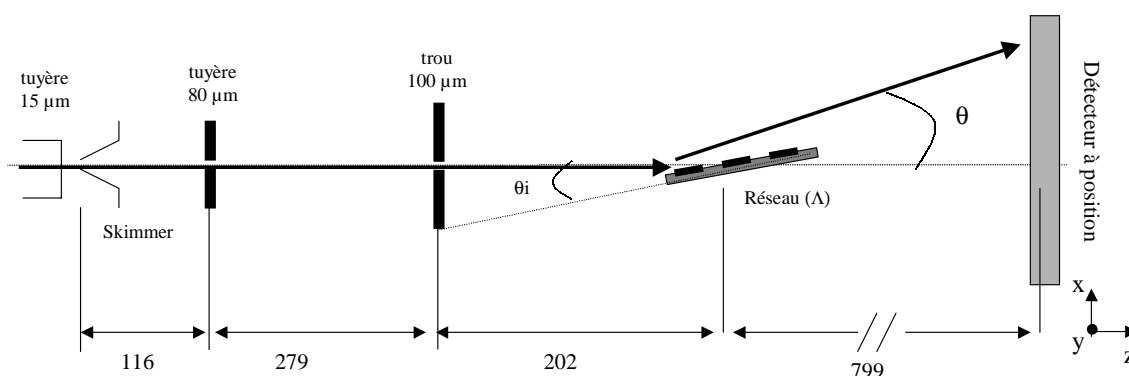


Figure 2.13 — Montage expérimental pour les expériences de diffraction par des réseaux par réflexion

Le montage expérimental ressemble beaucoup à celui utilisé pour les expériences de diffraction par un réseau par transmission (section 2.1). Le jet supersonique issu de la tuyère ($15 \mu\text{m}$) est deux fois collimaté par une tuyère de $80 \mu\text{m}$ située à 116 mm de la première tuyère puis par un trou de $100 \mu\text{m}$ situé à 395 mm de la première tuyère (appelé familièrement "petit trou" par les membres de l'équipe). Le réseau (dont on donnera les caractéristiques juste après) quant à lui est placé à 597 mm de la source sur un support tournant qui permet de faire varier l'angle d'incidence (θ_i) de quelques mrad ($0 - 10 \text{ mrad}$). Le détecteur à position est situé à 1396 mm de la première tuyère (799 mm du réseau). Ce montage est schématisé sur sur le figure 2.13.

Les réseaux utilisés dans ces expériences ont été élaborés par l'équipe de Mourad Chérif au Laboratoire des Propriétés Mécaniques et Thermodynamiques des Matériaux (LPMTM, Université Paris-13, CNRS UPR 9001). Le réseau non magnétique (pour cette première expérience) est fait de fines barres d'aluminium déposées sur une couche de silicium à travers un masque réalisé par jet d'électrons dans un microscope électronique à balayage (Cette technique est appelée "lift-off", on peut en avoir les détails dans la référence [44]). La largeur des barres est de 500 nm , leur épaisseur est 30 nm et la séparation entre deux barres successives est 1500 nm . La période de ce réseau est donc

$\Lambda = 2000 \text{ nm}$. On place les barres du réseau perpendiculairement (selon y sur la figure 2.13) à la direction de propagation z des atomes, de sorte qu'on attend la diffraction atomique dans la direction x (verticale).

2.3.2 Résultats expérimentaux.

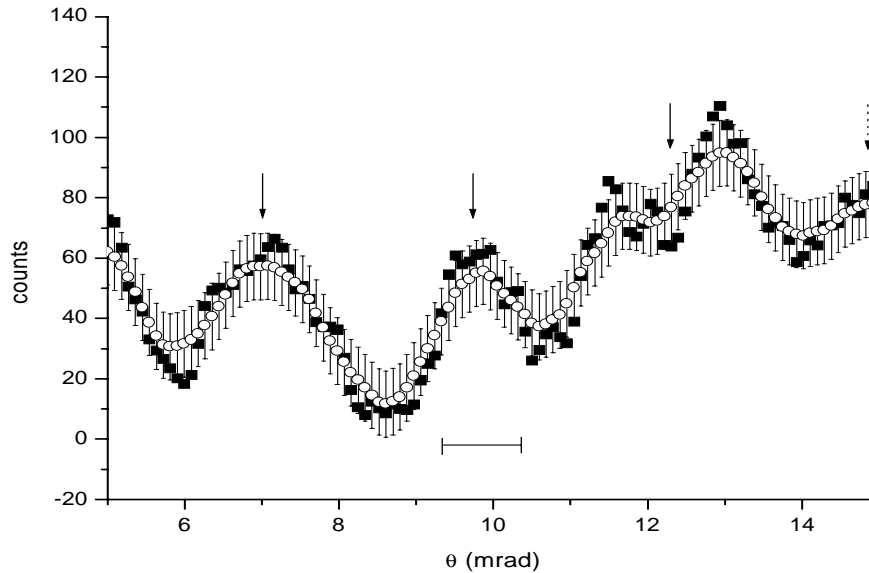


Figure 2.14 — Figure de diffraction par un réseau en réflexion ($\Lambda = 2 \mu\text{m}$). Résultats pour He^* . Les carrés et cercles correspondent à 2 moyennages différents. Les flèches verticales donnent les positions attendues pour les pics de diffraction (de gauche à droite $N = 0,1,2,3$). La barre horizontale donne la résolution angulaire compte tenu du moyennage.

Sur les figures 2.14 et 2.15 sont montrés les profils expérimentaux obtenus pour He^* , Ar^* et Ne^* et un angle d'incidence $\theta_i \approx 7 \text{ mrad}$. On voit clairement les pics de diffraction (flèches verticales) sur chacun de ces trois résultats.

Pour obtenir ces profils expérimentaux, on accumule tout d'abord 500 images de caméra CCD. Après cela, on extrait une coupe selon x (verticale et direction de diffraction, les barres du réseau étant placées selon y) de cette somme d'images. On a enlevé au signal brut un fond constant dû au bruit de la caméra CCD (~ 10 coups par image) et on l'a moyenné par une méthode d'"adjacent averaging" (moyennage sur 5 ou 10 canaux voisins) de façon à faire mieux ressortir le signal de diffraction du bruit environnant. Cela permet de diminuer le bruit statistique d'un facteur 4 environ

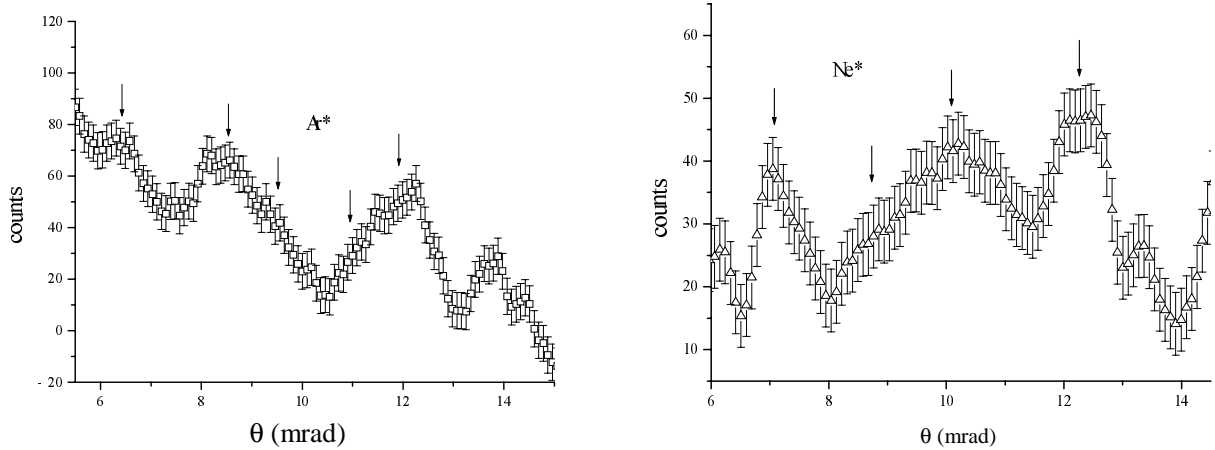


Figure 2.15 — Résultats pour Ar^* et Ne^*

mais la contrepartie (on n'a jamais rien sans rien!) est que cette moyenne détériore la résolution angulaire. En effet, on passe d'une largeur angulaire de 0.4 mrad (c'est la largeur à mi hauteur du jet échangé) à 1.1 mrad . Cet effet ne pose aucun problème dans le cas de He^* puisque les pics de diffraction observés sont séparés de 2 ou 3 mrad (voir 2.14). Par contre, pour Ar^* et Ne^* , où les pics de diffraction sont plus proches les uns des autres (1 mrad typiquement), cette moyenne implique un certain recouvrement d'ordres de diffraction successifs.

On remarquera également que les angles plus petits que 5 mrad ne sont pas montrés sur ces figures. Ils ont été ignorés car l'intensité du pic central (correspondant aux atomes allant "tout droit" et ne heurtant pas le réseau) est très grande (quelques 10000 fois l'intensité des pics de diffraction) et masque complètement le signal qui nous intéresse. En ignorant ces petits angles, on s'affranchit aussi d'éventuels effets de bord, c'est-à-dire d'atomes ne tapant pas directement le réseau mais étant simplement attirés (et donc déviés) par le bord du support.

2.3.3 Analyse simple des résultats expérimentaux.

D'après la formule 2.19 ($\theta_N^2 \approx \theta_i^2 + 2N \frac{\lambda_{dB}}{\Lambda}$), si l'on trace la valeur du carré des angles de diffraction expérimentaux (θ^2) en fonction de l'ordre de diffraction N , on doit obtenir des droites passant par le point $\theta_0^2 = \theta_i^2$ et dont la pente est $2 \lambda_{dB}/\Lambda$. Il faut noter que le point $\theta_{N=0}^2$ doit être commun aux trois atomes (He^* , Ar^* , Ne^*) puisqu'il est le seul à ne pas dépendre de la longueur d'onde atomique. Les résultats sont montrés sur la figure 2.16. L'accord entre la théorie simplifiée et l'expérience est convenable, en tout cas à l'intérieur des barres d'erreur. Le principal écart vient certainement de l'erreur faite sur la mesure des angles, en particulier des plus grands angles de diffraction. En effet, les angles θ_N sont mesurés à $\pm 5 \text{ mrad}$ ce qui correspond à une incertitude de $\pm 17.3 \text{ mrad}^2$ sur θ_N^2 à $\theta_N^2 = 300 \text{ mrad}^2$. Toujours est-il que ce diagramme constitue une confirmation de l'observation de la diffraction de He^* , Ne^* et Ar^* à des vitesses

thermiques par un réseau de période micrométrique ($\Lambda = 2 \mu m$).

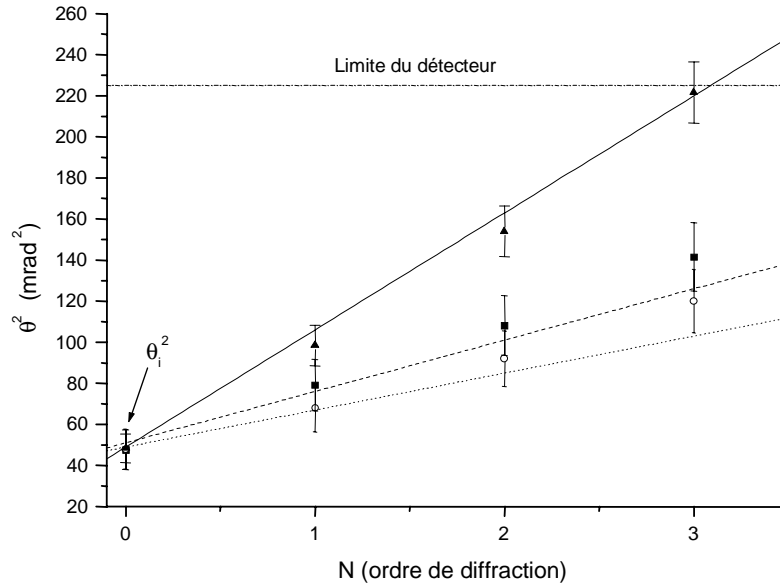


Figure 2.16 — Localisation des pics de diffraction dans un diagramme (θ^2, N) où N est l'ordre de diffraction. He^* : triangles pleins (données expérimentales) et ligne pleine (valeur théorique donnée par la formule 2.19 sans paramètre ajustable). Ne^* : carrés pleins (données expérimentales) et ligne pointillée (valeur théorique). Ar^* : cercles ouverts (données expérimentales) et ligne en petits pointillés (valeur théorique). La barre d'erreur est donnée par $2\theta\Delta\theta$. La limite spatiale du détecteur est $\theta_{lim} = 15 \text{ mrad}$, c'est-à-dire $\theta_{lim}^2 = 225 \text{ mrad}^2$

2.3.4 Calcul de la figure de diffraction et comparaison à l'expérience pour He^* .

Dans le cas de la diffraction par un réseau par réflexion, on peut également calculer une figure de diffraction théorique. Ce calcul est présenté pour He^* dans l'annexe A de ce manuscrit.

On montre sur la figure 2.17 le résultat de ce calcul comparé au profil expérimental obtenu pour He^* .

On voit que le calcul donne un relativement bon accord avec l'expérience. Il n'est certes pas parfait, probablement à cause du modèle de potentiel utilisé qui est trop simple (mur infini en $x = x_0$) et des incertitudes expérimentales inévitables. Toujours est-il qu'on arrive bien à calculer la figure de diffraction, démontrant ainsi que l'on a effectivement observé la diffraction de He^* rapide (1750 m.s^{-1}) par un réseau micrométrique par réflexion.

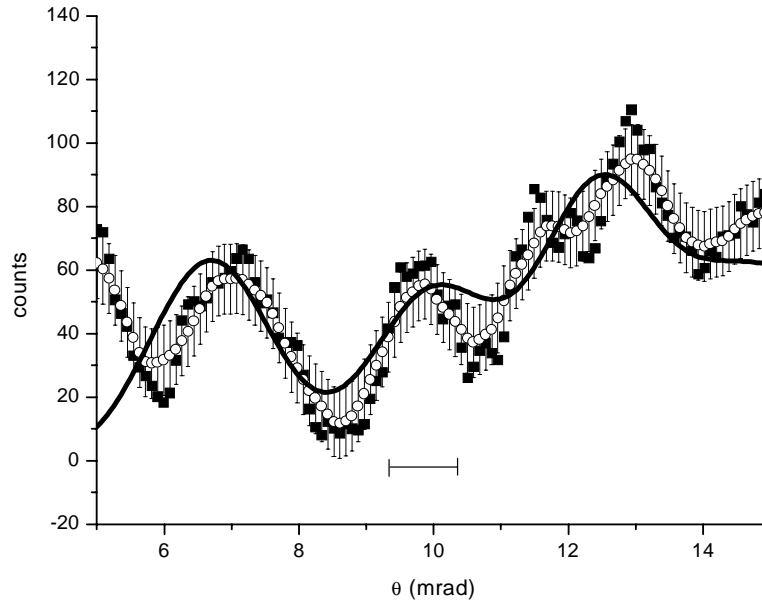


Figure 2.17 — He^* diffracté par un réseau par réflexion de période $\Lambda = 2 \mu m$ et largeur de barre $w = 300 nm$. La figure de diffraction calculée est en trait plein noir, les données expérimentales sont montrées pour deux étapes successives de moyennage et avec leur barre d'erreur. La barre horizontale donne la définition angulaire de l'expérience. La remontée du signal expérimental en dessous de $6 mrad$ vient d'une contribution directe du flux incident.

2.4 Expériences de diffraction avec un réseau magnétique.

Nous allons maintenant nous intéresser à la diffraction d'atomes de He^* de vitesse thermique par un réseau par réflexion magnétique. L'intérêt de cette expérience est notamment de voir comment un potentiel magnétique juste au-dessus du réseau peut modifier la figure de diffraction. Un autre intérêt est de privilégier l'un des sous niveaux Zeeman pour la diffraction. En effet, il y a deux niveaux métastables de He^* qui sont les niveaux 3S_1 et 1S_0 . Dans un champ magnétique, la dégénérescence Zeeman est levée, le niveau 3S_1 donne trois sous niveaux Zeeman, $m = -1$, $m = 0$, $m = +1$ (bien sûr, 1S_0 n'est pas perturbé par l'ajout d'un champ magnétique). On verra plus tard que le potentiel magnétique d'un atome dans l'état $m = -1$ se trouve être répulsif. Ceci est intéressant du fait que l'atome est repoussé de la surface à une distance pour laquelle il n'y a quasiment plus de désexcitation (quenching).

L'équipe de Mourad Chérif au LPMTM (CNRS / Paris 13) nous a donné un réseau fait de petites bandes de Permalloy (épaisseur $e = 30 nm$, largeur $w = 1500 nm$,

période $\Lambda = 1.8 \mu m$) déposées sur un substrat de silicium. La technique de dépôt est décrite dans l'article de la référence [45]. Elle consiste à combiner des techniques de lithographie par jet d'électrons et de gravure par jet d'ions.

Le permalloy est un matériau très intéressant car il a une très grande perméabilité magnétique ($\mu/\mu_0 > 8000$) et une magnétisation résiduelle très faible. Cette dernière propriété est importante car elle permet de faire des expériences avec ou sans champ magnétique simplement en appliquant (ou non) un champ magnétique sur le réseau. Expérimentalement, ceci a été fait en plaçant (ou non), 4 mm au-dessus du réseau un aimant permanent appliquant sur la surface du réseau un champ de 250 G.

Ce champ magnétique va ajouter un potentiel magnétique pour l'atome. Ce potentiel est $V_m = -g\mu_B B$ où $g = 2$ est le facteur de Landé et μ_B le magnéton de Bohr. Bien sûr, il va ajouter un déphasage dont il faudra tenir compte pour calculer la figure de diffraction.

Pour pouvoir calculer V_m , il faut calculer, le champ magnétique au voisinage du réseau. Ce calcul est fait dans l'annexe B de ce manuscrit.

2.4.1 Calcul de la figure de diffraction.

Comme dans le cas non-magnétique, l'amplitude totale de diffraction $A_m(\theta)$ est donnée par le produit d'une amplitude $g_m(\theta)$ due au réseau et d'une autre $f_m(\theta)$ due à une structure diffractante unique. On a donc $A_m(\theta) = g_m(\theta)f_m(\theta)$ où l'indice m se réfère simplement au sous niveau magnétique.

Ici encore, $g_m(\theta)$ est un facteur purement géométrique :

$$g_m(\theta) = \frac{\sin(p+1)\phi(\theta)/2}{\sin\phi(\theta)/2} \quad (2.21)$$

avec $\phi(\theta) = k_i\Lambda(\cos\theta - \cos\theta_i)$, Λ est la période du réseau et p le nombre de miroirs actifs.

Pour calculer l'amplitude $f_m(\theta)$, il faut calculer le déphasage qu'introduit le potentiel magnétique V_m sur l'onde atomique. Comme dans le paragraphe précédent, il est utile d'introduire la quantité $U_m(x,z) = 2MV_m(x,z)$ où M est la masse atomique de He^* . Une fois le champ magnétique $B(x,z)$ calculé (voir annexe B), $U_m(x,z)$ s'obtient directement puisque, pour $m = -1$, on a $V_m(x,z) = |g\mu_B B(x,z)|$. On voit sur la figure 2.18 le résultat du calcul de U_m en fonction de x (distance à la surface) et z (direction de propagation).

Ce potentiel est très "piqué" à chaque bord de barre. Ces deux pointes de potentiel (répulsifs pour les atomes dans l'état Zeeman $m = -1$) peuvent être considérés comme deux miroirs très fins d'une largeur de quelques dizaines de nm. La figure de diffraction de la structure unique peut ainsi être assimilée à celle donnée par deux fentes de Young opérant par réflexion.

Soit $d \approx 300 \text{ nm}$ la distance entre les deux "miroirs" créés par le potentiel magnétique. L'amplitude de diffraction de ces deux miroirs f_Y est donnée par :

$$f_Y(\theta) = f_0(1 + \exp i(\cos\theta - \cos\theta_i)k_id) \quad (2.22)$$

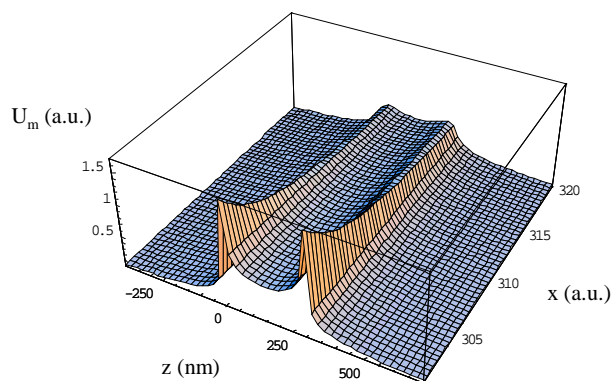


Figure 2.18 — Potentiel magnétique effectif U_m le long d'un "gap" entre 2 barres diffractantes consécutives (coordonnée z (nm)) en fonction de la distance atome-surface (coordonnée x (u.a.)).

où f_0 est la figure de diffraction d'un miroir (que l'on n'a besoin de calculer explicitement car elle est très large en angle) et la quantité $\cos \theta - \cos \theta_i$ correspond au déphasage de l'onde émise sur le deuxième miroir par rapport à l'onde émise par le premier.

On trouve après quelques transformations que l'intensité rayonnée est :

$$I_Y(\theta) = f_0^2 \cos^2 \left[\frac{(\cos \theta - \cos \theta_i) k_i d}{2} \right] \quad (2.23)$$

ce qui est bien l'équivalent dans le cas de la réflexion du signal dans l'expérience des fentes de Young (d'où l'indice Y dans la notation). En considérant que U_0 est pratiquement constant dans le domaine angulaire que l'on observe dans l'expérience ($\theta < 15$ mrad), on a :

$$I_Y(\theta) \approx \cos^2 \left[\frac{(\cos \theta - \cos \theta_i) k_i d}{2} \right] \quad (2.24)$$

Finalement, avec ce modèle simple, on obtient un signal de diffraction pour le cas magnétique (répulsif) qui est :

$$\begin{aligned} I_m(\theta) &\approx |g_m(\theta)|^2 I_Y(\theta) \\ &\approx |g_m(\theta)|^2 \cos^2 \left[\frac{(\cos \theta - \cos \theta_i) k_i d}{2} \right] \end{aligned} \quad (2.25)$$

2.4.2 Résultats expérimentaux et confrontation au modèle.

L'expérience est la même que celle décrite pour les réseaux non magnétiques (fig. 2.13) à ceci près que (i) le réseau est celui que nous venons de décrire, (ii) on a placé

(ou non) un aimant permanent à 4 mm au dessus du réseau qui produit un champ B_0 de quelque 250 G sur le réseau.

L'angle d'incidence du jet atomique sur le réseau est à nouveau $\theta_i = 7 \text{ mrad}$.

Pour examiner l'influence du champ magnétique sur la diffraction atomique par le réseau magnétique, nous avons fait deux expériences, la première sans champ magnétique, la seconde avec (voir figure 2.19).

On remarque que dans le cas magnétique, l'ordre 2 de diffraction est notablement diminué.

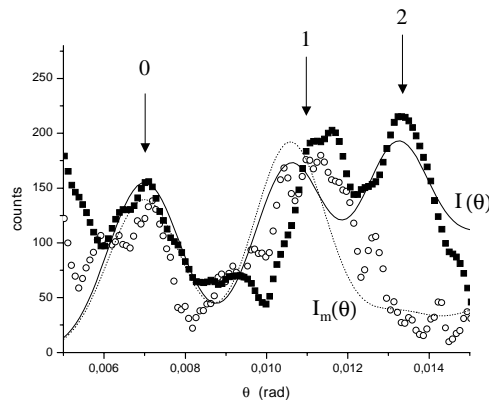


Figure 2.19 — Profils expérimentaux pour un réseau non magnétisé (carrés pleins) et magnétisé (cercles vides) et intensité théorique $I(\theta)$ pour le cas non magnétique (trait plein) et $I_m(\theta)$ pour le cas magnétique (trait pointillé). Le champ magnétique fait décroître considérablement l'intensité à l'ordre 2.

Dans le cas non magnétique, l'intensité théorique du signal $I(\theta)$ peut être calculée comme nous avons fait dans la section A.0.4. Pour calculer l'intensité théorique $I_m(\theta)$ dans le cas magnétique, on applique le modèle simple de fentes de Young décrit précédemment. On trouve les résultats suivants montrés sur la figure 2.19.

On voit que le modèle très simple des fentes de Young reproduit relativement bien l'expérience. C'est bien la diffraction par la forme en doubles bandelettes très serrées du potentiel magnétique (le facteur $I_Y(\theta)$ dans l'expression de $I_m(\theta)$ de l'équation 2.25) qui élimine presque entièrement le second ordre de diffraction du réseau simple (donné par le facteur $|g_m(\theta)|^2$ de $I_m(\theta)$). Il faut bien noter que la taille caractéristique des “fentes de Young” considérées ici est $d \approx 300 \text{ nm}$ (la distance entre deux barres diffractantes consécutives) et non pas $w = 1500 \text{ nm}$ la largeur d'une bande (voir figure 2.20). Les contributions angulaires de la diffraction par une barre unique (w) et par la structure en fentes de Young (d) ne sont donc pas équivalentes.

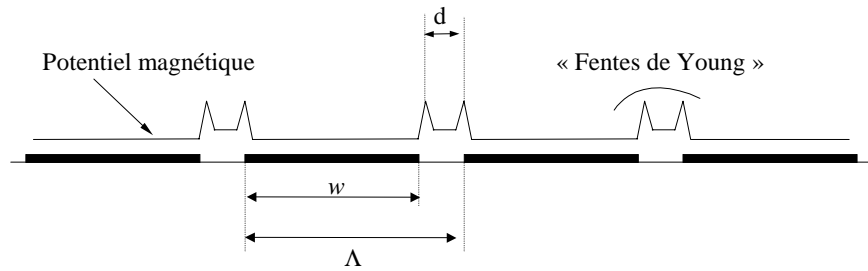


Figure 2.20 – Géométrie de la structure magnétique de type “fentes de Young” comparée à la géométrie du réseau. L’effet interférentiel qui en résulte annule pratiquement l’ordre 2 de diffraction.

2.4.3 Conclusion sur les expériences de diffraction par réseaux par réflexion.

Ces expériences montrent (pour la première fois à ma connaissance) la diffraction à une dimension d’atomes métastables de vitesses thermiques par des réseaux micro-métriques artificiels. Malgré des difficultés fondamentales (notamment le facteur de désexcitation des métastables sur un métal qui est très élevé, et la petite valeur des longueurs d’onde atomiques), la preuve expérimentale de ce phénomène est claire. Ce travail a été publié dans *EPJD* en mars 2007 [46].

Des expériences similaires (et célèbres) de F. Shimizu ont été faites en 2002 [33] mais avec des atomes lents (3 m.s^{-1}) de Ne^* . Les expériences menées ici sont importantes car elles généralisent la diffraction des métastables par micro-réseaux au-delà des seuls atomes froids. Or, de nombreux groupes travaillent encore avec des atomes à vitesse thermique et peuvent être intéressés par ces résultats pour, par exemple, envisager d’utiliser des micro-réseaux par réflexion comme séparatrice atomique.

Chapitre 3

Transitions inélastiques van der Waals - Zeeman.

Le présent chapitre est consacré à un autre sujet d'étude, autre que la diffraction atomique, rendu lui aussi abordable expérimentalement grâce à la découverte du jet superfine d'atomes métastables. Il s'agit de l'observation de transitions inélastiques entre sous niveaux Zeeman d'un atome de gaz rare métastable, induites par le couplage van der Waals entre l'atome et une surface métallique (ou diélectrique) voisine.

3.1 Le potentiel van der Waals non scalaire.

L'interaction de van der Waals entre un atome et un métal, dans le régime non retardé, est communément décrite par une force d'interaction dipôle-dipôle entre le dipôle fluctuant de l'atome et son image électrique dans la surface métallique. A partir de cette force, on trouve le hamiltonien d'interaction entre l'atome et la surface.

Dans ce modèle, on suppose que la surface est parfaitement plane et très grande devant les tailles caractéristiques de l'interaction. Si l'on appelle x la coordonnée normale à la surface et que l'on suppose que le métal occupe entièrement le demi - espace $x < 0$, alors le hamiltonien V_{vdW} de l'interaction van der Waals s'écrit :

$$V_{vdW}(x) = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\mathbf{D}^2 + D_x^2}{16x^3} \quad (3.1)$$

où \mathbf{D} est l'opérateur dipôle de l'atome.

On voit dans l'équation 3.1 que $V_{vdW}(x)$ dépend de l'opérateur dipôle de l'atome par le facteur $\mathbf{D}^2 + D_x^2$ qui est clairement anisotrope, la direction "x" (normale à la surface) étant certainement privilégiée par le terme D_x^2 . Or cette anisotropie se traduit en termes de couplages par la possibilité que le hamiltonien $V_{vdW}(x)$ ait des termes non - scalaires, c'est-à-dire des termes non-diagonaux dans une base d'états propres donnée. Il est à noter que cette interaction non diagonale est bien plus forte pour les atomes

dans des états excités que pour des atomes au fondamental, et que, par conséquent, il est intéressant de l'étudier avec des atomes métastables.

Cette étude a été menée dans l'équipe IOA bien avant ma thèse, en 1999-2000 au cours de la thèse de Mohammed Boustimi [47]. Pour la première fois en effet, il a été montré dans notre équipe, que l'interaction van der Waals entre un atome métastable et une surface métallique peut produire la transition entre un niveau métastable de l'atome (3P_0) et un autre état métastable (3P_2). En fait, la forte exothermicité de cette transition entraîne une déviation importante ($\sim 60^\circ$) de la trajectoire atomique initiale d'un jet de Ar^* ou Kr^* passant au voisinage des bords d'une micro fente de cuivre [34]. On peut considérer que cette déviation est due à un potentiel van der Waals répulsif. Signalons que d'autres expériences, basées sur un couplage résonant entre les modes de surface d'un polariton d'une surface de saphir et une transition virtuelle du césium ont également mis en évidence la nature répulsive du potentiel de van der Waals [48].

Un peu plus tard, en 2002, au cours de la thèse de J.C. Karam [42], il a été montré que la transition inverse $^3P_2 \rightarrow ^3P_0$ était également observable [35].

Dans ce contexte de transitions van der Waals inélastiques, il paraissait naturel de prolonger cette étude au cas de transitions non pas entre niveaux de structure fine mais entre sous niveaux Zeeman d'un même état électronique métastable. En effet, l'état 3P_2 possède 5 sous niveaux Zeeman ($m = -2, -1, 0, +1, +2$) et la question est donc de savoir s'il est possible d'induire des transitions du type $m \rightarrow m'$ par l'interaction de van der Waals.

3.2 Techniques expérimentales pour l'observation des transitions van der Waals - Zeeman.

3.2.1 Déviation du jet atomique due à la transition.

Le but des expériences que nous allons décrire dans ce chapitre est d'observer des transitions van der Waals - Zeeman du type $^3P_2(m_i) \rightarrow ^3P_2(m_j)$, avec $m_i \neq m_j$ et où $m_{i,j}$ se réfère au sous niveau Zeeman de l'état 3P_2 . Nous donnerons plus tard une description théorique plus approfondie du phénomène, mais dans un premier temps, nous signalons simplement que si $V(x, \mathbf{B})$ est le hamiltonien du système, avec x la distance atome-surface, et \mathbf{B} le champ magnétique régnant dans la zone d'interaction, on peut montrer que, si la direction de \mathbf{B} diffère de x et que $i \neq j$, alors on a :

$$\langle ^3P_2(m_i) | V(x, \mathbf{B}) | ^3P_2(m_j) \rangle \neq 0 \quad (3.2)$$

ce qui signifie que le hamiltonien $V(x, \mathbf{B})$ possède des termes non diagonaux et que l'on peut donc observer des transitions entre sous niveaux Zeeman.

Cinématique de la transition

On considère ici le cas d'une transition exothermique, c'est-à-dire $m_f > m_i$ (f pour "final", après transition, i pour "initial", avant transition.) Soit un atome de gaz rare métastable de masse M dans l'état initial $^3P_2(m_i)$ d'énergie initiale totale $E_i = E_0$.

Cette énergie totale est la somme d'un terme d'énergie cinétique E_{ci} et d'un terme d'énergie interne U_i . On suppose alors qu'en passant au voisinage de la surface (voir figure 3.1), cet atome subit une transition qui le fait passer dans l'état $^3P_2(m_f)$ avec l'énergie $E_f = E_{cf} + U_f$.

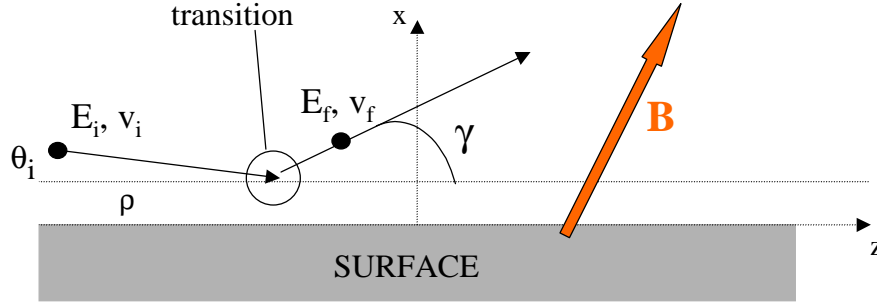


Figure 3.1 — Schéma de principe de la déviation de la trajectoire d'un atome ayant subi une transition van der Waals - Zeeman au voisinage d'une surface où règne un champ magnétique \mathbf{B} . Un atome d'énergie initiale E_i arrive avec vitesse initiale v_i faisant un angle θ_i avec la surface. Il subit une transition vdW - Zeeman à une distance donnée ρ et sort avec une énergie interne modifiée et donc une vitesse modifiée v_f . La conservation de l'énergie totale et de la composante parallèle à la surface de l'impulsion implique que l'atome soit dévié à l'angle $\gamma \approx \sqrt{-\Delta E/E_i}$, $\Delta E (< 0)$ étant l'énergie de la transition (voir texte).

La conservation de l'énergie totale implique que :

$$E_{cf} - E_{ci} = -\Delta E \quad (3.3)$$

où $\Delta E = U_f - U_i$ est l'énergie de la transition. Puisque nous avons supposé que la transition est exothermique, on a $\Delta E < 0$, ce qui signifie que l'énergie cinétique finale de l'atome est plus grande que son énergie cinétique initiale. De plus, comme dans la direction z de propagation de l'atome, la surface peut être considérée infiniment grande comparée aux distances significatives, il est important de noter que le transfert d'impulsion de la surface vers l'atome ne se fait que dans la direction x (normale à la surface) où le potentiel vdW agit. Autrement dit la composante selon z de l'impulsion se conserve au cours de la transition et on a :

$$\begin{aligned} (mv_i)_z &= (mv_f)_z \\ \cos \gamma &= \frac{v_i}{v_f} \cos \theta_i \end{aligned} \quad (3.4)$$

où γ est l'angle de déviation induit par la transition et θ_i est l'angle d'incidence (voir figure 3.1). Il faut également noter que la relation 3.4 autorise des angles de déviation

$-\gamma$, mais les atomes métastables subissant de telles déviations se dirigent directement vers la surface, se déséxcitent et ne sont pas détectés. On ne considérera donc que les angles $\gamma > 0$.

Pour estimer la valeur de γ , il faut notamment connaître la valeur de v_f/v_i . D'après l'équation 3.3, on a :

$$\frac{1}{2}M(v_f^2 - v_i^2) = -\Delta E$$

d'où

$$v_f = v_i \sqrt{1 - \frac{2\Delta E}{Mv_i^2}}$$

et, en posant $E_0 = \frac{1}{2}Mv_i^2$, on trouve :

$$\frac{v_f}{v_i} = \sqrt{1 - \frac{\Delta E}{E_0}}$$

Puisque $\Delta E \ll E_0$ (quelques neV comparés à des meV), on peut faire un développement au premier ordre en $\Delta E/E_0$, on a finalement :

$$\frac{v_f}{v_i} \approx 1 - \frac{\Delta E}{2E_0} \quad (3.5)$$

Dans les expériences dont nous parlons ici où le rayon atomique incident tangente une surface convexe, l'angle d'incidence θ_i est nul et donc $\cos \theta_i = 0$. Les angles γ étant quant à eux très petits ($\gamma \sim$ quelques $mrad$), on fera ici l'approximation des petits angles : $\cos \gamma \approx 1 - \gamma^2/2$.

Moyennant cela, l'équation 3.4 devient :

$$\frac{v_f}{v_i} \approx \frac{1}{1 - \gamma^2/2}$$

ce qui donne pour $\gamma^2/2 \ll 1$,

$$\frac{v_f}{v_i} \approx 1 + \frac{\gamma^2}{2} \quad (3.6)$$

En réintroduisant l'équation 3.5 dans 3.6, on trouve :

$$\gamma \approx \sqrt{\frac{-\Delta E}{E_0}} \quad (3.7)$$

On obtient ainsi une formule très simple qui permet d'identifier les transitions van der Waals Zeeman par un angle de déviation. On rappelle que $\Delta E = U_f - U_i$ est l'énergie de la transition entre deux sous niveaux Zeeman m_i et m_f . Dans un champ magnétique de module B , l'énergie Zeeman U_i d'un niveau m_i est :

$$U_i = m_i g_L \mu_B B \quad (3.8)$$

où g_L est le facteur de Landé, μ_B le magnéton de Bohr. En utilisant cette équation dans l'équation 3.7, on montre que :

$$\begin{aligned}\gamma &\approx \sqrt{\frac{g_L \mu_B B (m_i - m_f)}{E_0}} \\ \gamma(B, \Delta m) &\approx \sqrt{\frac{g_L \mu_B B \Delta m}{E_0}}\end{aligned}\tag{3.9}$$

avec $\Delta m = m_i - m_f > 0$ puisqu'on ne considère que les transitions exothermiques ($m_i > m_f$). Pour donner un exemple typique des valeurs prises par les angles γ , prenons le cas d'un atome de Ne^* d'énergie $E_0 = 65 \text{ meV}$, plongé dans un champ magnétique d'une valeur de 100 G et qui fait une transition $\Delta m = 1$. On trouve alors (avec $g_L(Ne^*) = 1.506$ et $\mu_B = 5.789 \cdot 10^{-9} \text{ eV/G}$), qu'à cause de la transition vdW - Zeeman, la trajectoire atomique est déviée d'un angle $\gamma(B = 100\text{G}, \Delta m = 1) \approx 3.6 \text{ mrad}$.

Cet exemple numérique est important car il donne un ordre de grandeur des déviations γ auxquelles il faut s'attendre. Pour des champs magnétiques de l'ordre de la centaine de Gauss, les angles γ seront de l'ordre du *mrad* ou de la dizaine de *mrad*. Pour pouvoir voir de si petites déviations, il faut donc avoir une résolution angulaire expérimentale très fine, disons meilleure que le *mrad*.

3.2.2 Résolution angulaire de l'expérience.

La première condition cruciale pour observer de si faibles déviations est que la largeur angulaire initiale du jet atomique doit être plus fine que la valeur de la déviation elle-même. En d'autres termes, l'ouverture angulaire du jet $\delta\theta_{jet}$ doit être inférieure au *mrad*. Ceci est la raison principale pour laquelle le groupe n'a pas pu mener ces expériences van der Waals - Zeeman plus tôt. En effet, avec un jet supersonique de métastables classique (ou primaire comme défini dans le chapitre 1), on dispose d'une ouverture angulaire de $\sim 10 \text{ mrad}$ qui, loin d'être médiocre, n'est pas assez fine pour observer le phénomène. On aurait pu bien sûr envisager de diaphragmer ce jet primaire, mais au détriment drastique du flux atomique ce qui complique notablement les expériences (en terme de rapport signal sur bruit notamment).

La découverte du jet supersonique superfin de métastables (produit par échange de métastabilité) a résolu ce problème. En effet, nous avons vu dans le chapitre 1, que le processus d'échange permet d'obtenir un jet de métastables dont l'ouverture angulaire est $\delta\theta \sim 0.35 \text{ mrad}$.

Une fine résolution de la détection spatiale est bien évidemment également nécessaire. Le détecteur à position associé à la caméra CCD (décrits dans la section 1.2.3) remplit cette condition. En effet, si la distance entre la surface (où ont lieu les transitions) et le détecteur est de 840 mm , la résolution angulaire de la détection est de l'ordre de 0.4 mrad .

On peut donc dire que, angulairement parlant, l'observation des transitions van der Waals - Zeeman est possible.

3.2.3 Méthodes expérimentales.

L'atome utilisé : Ne^*

La surface - cible utilisée

Il suffit *a priori* pour ces expériences d'une surface unique, métallique (ou diélectrique), de type fente unique par exemple. Cependant comme nous le verrons plus loin, le signal dévié de transition inélastique est relativement faible. On a donc intérêt à augmenter le nombre des surfaces près desquelles passent les atomes et augmenter ainsi le signal correspondant aux atomes déviés par la transition.

Suivant cette idée, au lieu d'utiliser une surface unique, nous avons mené ces expériences avec une surface " multiple ", un réseau. Il s'agit d'un réseau de cuivre dont la période est $\Lambda = 70 \mu m$.

Pour estimer le nombre de fente du réseau (placé à $D = 456 mm$ de la source) éclairées par le jet atomique, il faut calculer l'occupation spatiale δl du jet sur le réseau.

L'ouverture angulaire du jet étant $\delta\theta = 0.35 mrad$, aux petits angles, on a $\delta l \approx D\delta\theta$.

Si on incline le réseau d'un angle α vers le jet atomique, on montre facilement (en utilisant la loi des sinus) que l'occupation spatiale est modifiée de sorte que $\delta l' = \delta l / \cos \alpha$.

Le nombre de fentes éclairées par le jet (N_f) est donc simplement donnée par le quotient $N_f = \delta l' / \Lambda$.

Pour $\alpha = 56^\circ$, on trouve $N_f \sim 4$.

Notons ici qu'il y a une autre raison nous incitant à incliner le réseau : réduire le signal incident. En effet, un très grand nombre d'atomes passe très loin de la surface (disons à plus de $100 nm$) où l'interaction quadrupolaire est trop faible pour induire des transitions van der Waals - Zeeman. En tournant le réseau, on réduit la largeur effective des fentes ce qui permet non seulement aux atomes de passer plus près de la surface, mais aussi de diminuer fortement le nombre d'atomes directement transmis. On obtient ainsi un meilleur contraste entre le signal direct ($\gamma = 0$, les atomes n'ont pas fait de transition) et le signal dévié.

Montage expérimental.

Le montage expérimental ressemble beaucoup à ceux utilisés dans les expériences de diffraction (par réflexion et transmission.) On le voit sur la figure 3.2. Le jet supersonique issu de la tuyère est deux fois collimaté, tout d'abord par un trou de $80 \mu m$ placé dans la chambre source à $116 mm$ de la tuyère source, puis par un deuxième trou de $100 \mu m$ placé lui dans la chambre d'expérience, à $395 mm$ de la source. Le jet ainsi diaphragmé est envoyé sur le réseau de cuivre situé à $456 mm$ de la source. Le réseau de cuivre est placé dans un électro-aimant qui permet d'appliquer un champ magnétique au voisinage du réseau. On peut faire varier le champ magnétique de façon externe (plage $0 - 600 G$). Les déviations γ dues à des transitions van der Waals - Zeeman sont observables sur le détecteur à position situé à $840 mm$ de la zone d'interaction.

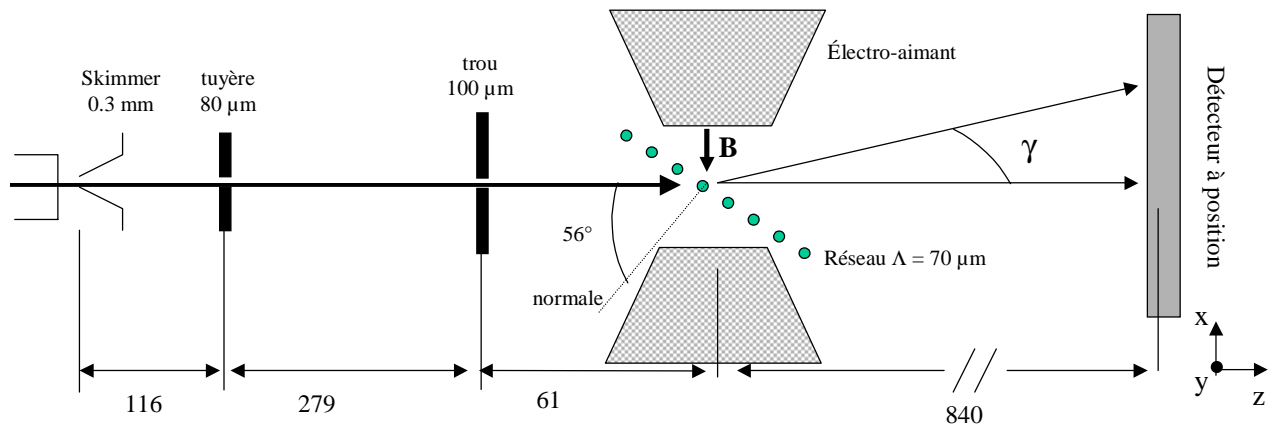


Figure 3.2 – Schéma de l'expérience pour la mise en évidence des transitions van der Waals - Zeeman. Le jet supersonique est doublement collimaté avant d'arriver dans la zone d'interaction avec la surface (réseau de cuivre période $\Lambda = 70 \mu m$) où règne un champ magnétique vertical \vec{B} créé par un électro-aimant. Le réseau est incliné de 56° par rapport à la direction de propagation du jet atomique. Les déviations γ sont observables grâce à l'utilisation d'un détecteur à position. Les cotes longitudinales sont en *mm*.

Méthode d'acquisition des données.

Comme nous allons le voir, le signal de transitions (atomes déviés aux angles γ) est très faible ($\sim 10^{-3}$ du signal transmis directement). Il faut donc être très précautionneux quant au traitement des données. Notamment, il est indispensable de tenir compte du bruit de la caméra CCD qui image le détecteur à position. Bien que refroidie, cette caméra a du bruit, et de plus, ce bruit dérive dans le temps. Pratiquement, nous nous sommes rendus compte que si l'on conduisait l'expérience en une seule fois (par exemple accumuler 300 images consécutives pour une valeur de champ magnétique donnée), les résultats n'étaient pas bien reproductibles. Plus clairement dit, le signal ne "poussait" guère plus vite que le bruit. Ceci est notamment dû au temps de transfert très long d'une image prise par la caméra vers l'ordinateur ($\sim 1 \text{ min}$). Pour 300 images, ceci correspond donc à un temps d'accumulation de 5 h, temps durant lequel le bruit de la caméra peut dériver et par conséquent altérer le rapport signal sur bruit.

Pour nous affranchir de cela, nous avons procédé à des expériences alternées avec et sans champ magnétique. En étudiant, la différence des profils angulaires avec et sans \vec{B} , on réduit notablement ce phénomène. Expérimentalement, on voit que le signal pousse bien mieux que le bruit quand le nombre d'images croît. De plus, cette méthode est sensée donner des profils magnétiques nets, c'est-à-dire où seules les différences induites par le champ magnétique contribuent au signal.

Pour une valeur de \vec{B} donnée, les résultats montrés sur la la figure 3.3 consistent en la différence entre 300 images prises alternativement avec champ puis sans champ (600 images en tout). Il faut donc accumuler le signal pendant environ 10h pour obtenir

un de ces profils expérimentaux. Pour avoir une meilleure statistique, on additionne le signal de 3 lignes adjacentes de la caméra et l'on moyenne les données brutes de cette somme à l'aide d'une méthode de moyennage de proche en proche.

3.2.4 Résultats expérimentaux.

Des profils angulaires typiques (différence $I(B) - I(B = 0)$) sont montrés sur la figure 3.3 pour différentes valeurs de B .

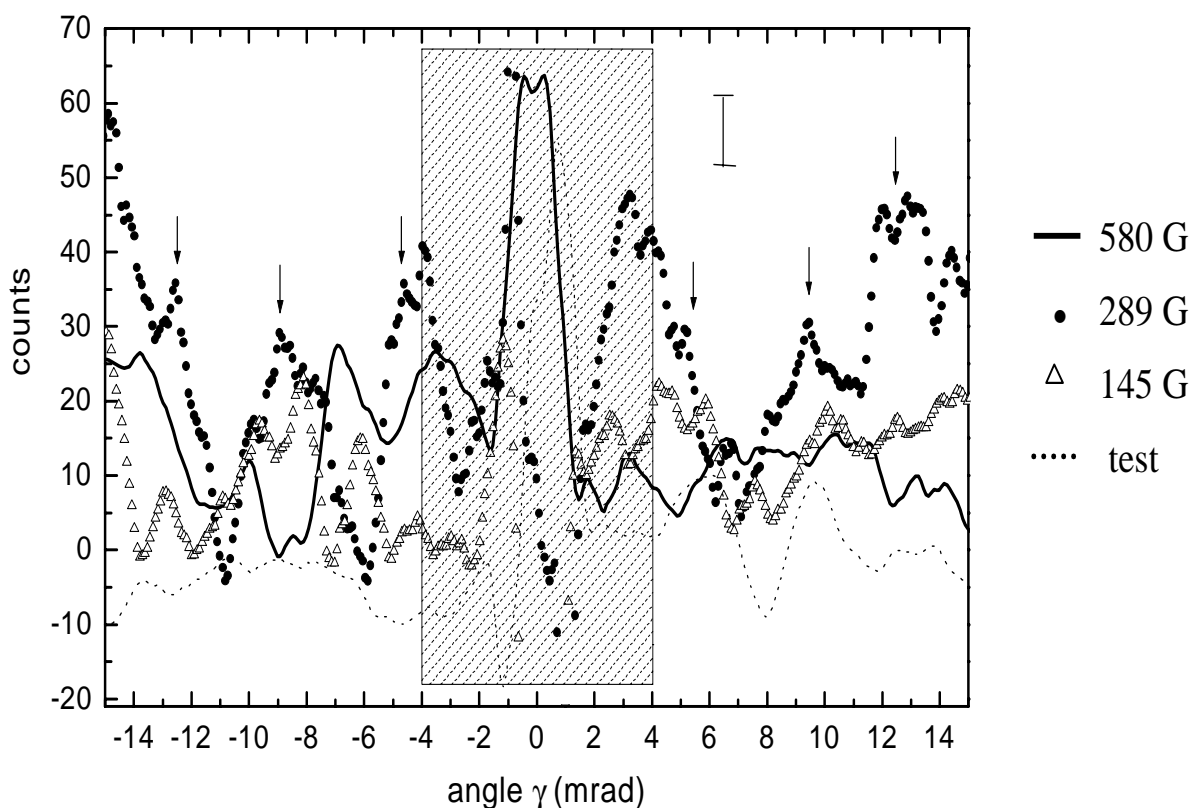


Figure 3.3 — Résultats des expériences de mise en évidence des transitions van der Waals - Zeeman : profils angulaires magnétiques nets (300 images avec champ moins 300 images sans champ -voir texte-) pour différentes valeurs du champ magnétique : $B = 580$ G (ligne pleine), $B = 289$ G (cercles pleins), $B = 145$ G (triangles ouverts), $B = 0$ G (pointillés, expérience "test"). Les flèches verticales indiquent les "pics" de signal correspondant à des déviations du jet atomique. Un coup correspond à un flux atomique de 42 atomes.s^{-1} [49].

Commentons ces résultats. Tout d'abord, il faut signaler que pour s'assurer de la validité de la méthode de différence des profils angulaires avec et sans champ magnétique, nous avons fait une expérience "test", c'est-à-dire que nous avons accumulé 2 profils angulaires sans champ magnétique que nous avons soustrait l'un de l'autre. On voit sur la figure 3.3 que les fluctuations de cette courbe sont bien plus petites que le véritable signal correspondant aux autres courbes. C'est un point important car cette différence "test" permet d'affirmer que le signal des autres courbes est bien hors du bruit et correspond à une réalité physique.

A titre indicatif, on montre sur la figure 3.4 un profil $I(B)$ "brut", c'est-à-dire avant la soustraction par un profil $I(B = 0)$. On voit clairement sur ce spectre le fond dû au bruit de la caméra (~ 5000 coups) et on remarque que le signal de transitions est nettement plus faible ($\sim 10^3$ fois moins élevé) que le signal directement transmis.

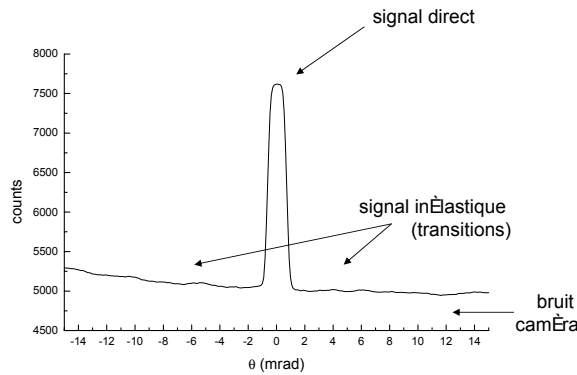


Figure 3.4 – Profil $I(B)$ "brut", avant la soustraction par un profil $I(B = 0)$, correspondant à une acquisition de 100 images pour $B = 289 G$.

Sur les résultats de la figure 3.3, on notera également que la partie correspondant aux angles $\gamma \in [-4 \text{ mrad}, +4 \text{ mrad}]$ est masquée. En effet, le signal dans ce domaine angulaire n'a pas de signification physique. On remarquera que, comme les autres courbes, la courbe "test" a, à cet endroit, un pic de magnitude importante. Ceci tient au fait que la direction du jet peut très légèrement changer (de l'ordre de quelques $\sim 0.1 \text{ mrad}$) au cours de l'acquisition très longue (10h) de ces profils magnétiques. Or le signal direct $\gamma = 0$ est bien plus fort que le signal latéral (il est 10^3 plus élevé) et donc, la moindre dérive de la direction du jet agit sur la différence avec champ moins sans champ en faisant apparaître des pics très importants et qui n'ont aucune signification. Par précaution, nous avons donc éliminé cette zone.

Enfin, il faut remarquer que les profils angulaires ne sont pas symétriques par rapport à $\gamma = 0$. En effet, sur la figure 3.3, les "pics" sont mieux visibles pour les γ négatifs que pour les γ positifs. On peut interpréter cela comme une conséquence de la dissymétrie des bords de fente du réseau. Ces réseaux sont produits par électro-érosion ce qui produit un bord de fente plus anguleux que l'autre.

3.2.5 Analyse des résultats.

La première chose à remarquer sur la figure 3.3 est que les positions des pics latéraux changent quand la valeur du champ magnétique appliqué change. Autrement dit, les déviations γ du jet atomique dépendent effectivement de B et traduisent donc un effet magnétique.

Si on rappelle l'expression 3.9, $\gamma(B, \Delta m) \approx \sqrt{g_L \mu_B B \Delta m / E_0}$, on voit que si les pics latéraux expérimentaux sont effectivement des déviations dues à des transitions van der Waals - Zeeman, alors, les positions de ces pics doivent suivre 3.9.

Pour chaque valeur de B , nous avons relevé les valeurs des angles des différents pics. Nous avons ensuite placé ces points (\sqrt{B}, γ_{pic}) dans le diagramme (\sqrt{B}, γ) .

Si la relation 3.9 est vérifiée, les points expérimentaux doivent s'aligner sur les droites :

$$\sqrt{B} = \sqrt{\frac{E_0}{g_L \mu_B \Delta m}} \gamma \quad (3.10)$$

Ces 4 droites ($\Delta m = 1, 2, 3, 4$) sont exactement connues et il n'y a **aucun** paramètre ajustable. Il s'agit donc de tracer ces droites et de voir si les positions des pics s'alignent dessus. C'est ce que nous avons fait et le résultat est représenté sur la figure 3.5.

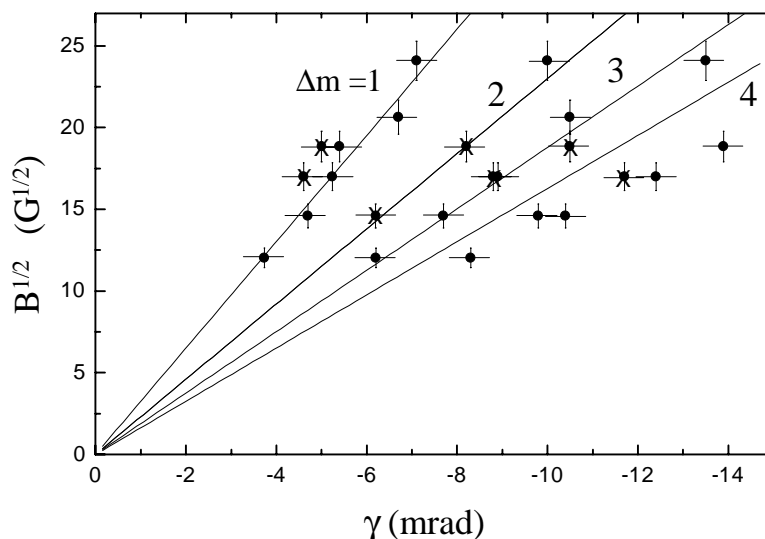


Figure 3.5 – Diagramme (\sqrt{B}, γ) . Les points et les croix, avec barres d'erreur, correspondent aux positions des pics de la figure 3.3. Les droites sont des prévisions théoriques (sans paramètre ajustable)

On voit que pour $\Delta m = 1, 2, 3$, les points expérimentaux s'alignent bien sur les droites calculées. Une autre série de points semble s'aligner sur une autre droite.

L'origine physique de ce phénomène n'a pas encore été trouvée.

Toujours est-il que, pour $\Delta m = 1, 2, 3$ la figure 3.5 constitue une preuve solide de l'observation des transitions van der Waals - Zeeman dans les atomes de $Ne^*(^3P_2)$. Ces résultats ont été publiés dans *Europhysics Letters* en avril 2006 [49].

Commentaire sur la largeur des pics

Sur la figure 3.3, on peut s'étonner de la largeur des pics relatifs aux déviations γ ($\Delta\gamma \sim 2 \text{ mrad}$) alors que le jet supersonique initial a une ouverture angulaire de $\delta\theta \approx 0.35 \text{ mrad}$. Tout d'abord, il faut rappeler que la méthode de moyennage de proche en proche des données élargit la résolution angulaire. Ainsi, après moyennage, la largeur du signal correspondant au jet supersonique passe de 0.35 mrad à 1 mrad . Ceci est une première cause contribuant à la largeur $\Delta\gamma$. Mais cette contribution n'est pas suffisante pour expliquer entièrement cette largeur.

Il y a une raison plus physique à cette largeur. En effet, on peut raisonnablement considérer que l'effet van der Waals non scalaire agit dans une zone très limitée (de l'ordre de quelques nm , dans la direction normale à la surface). Pour l'onde atomique déviée dans la direction γ , cette zone limitée d'action du potentiel se comporte comme une fente qui engendre donc une figure de diffraction. La diffraction par cette " fente " élargit en angle le paquet d'onde.

Rappelons rapidement qu'en régime de Fraunhofer, l'intensité de diffraction à l'angle θ d'une onde plane monochromatique de vecteur d'onde $k = 2\pi/\lambda$, par une fente de largeur w est donnée par $A_f(\theta) \propto \left| \frac{\sin x}{x} \right|^2$ avec $x = k\frac{w}{2} \sin \theta$. La largeur angulaire du pic d'ordre zéro de cette figure de diffraction est $\Delta\theta = \lambda/w$.

Si, pour notre problème, on prend $w = w_{vdw} = 7.5 \text{ nm}$ (zone d'action du potentiel), et $\lambda_{Ne^*} = 0.018 \text{ nm}$ [29], on trouve :

$$\Delta\gamma = \frac{\lambda_{Ne^*}}{w_{vdw}} = 2.4 \text{ mrad}$$

Cette valeur raisonnable permet d'expliquer la largeur angulaire des pics de la figure 3.3.

3.3 Modèle de probabilité de transition.

Nous allons exposer maintenant deux méthodes pour calculer la probabilité des transitions van der Waals - Zeeman.

La première sera basée sur l'approximation soudaine : les états de spin quantifiés selon la direction du champ magnétique \vec{B} sont soudainement perturbés (*i.e* dans un temps très court par rapport à la période de précession Larmor du spin autour de \vec{B}) par l'interaction van der Waals qui elle, est quantifiée selon la normale à la surface.

La seconde sera une approche plus adiabatique où l'on considère l'évolution des états propres du hamiltonien total (interaction magnétique et interaction van der Waals) et l'on évaluera la probabilité de transition dans l'approximation de Landau - Zener.

Dans les deux cas, nous traiterons le problème de façon semi-classique : le mouvement externe de l'atome est classiquement défini (vitesse et position) et les niveaux d'énergie sont quantifiés.

3.3.1 Modèle de probabilité de transition dans l'approximation soudaine.

Le modèle présenté ici a fait l'objet du travail de thèse de J.C. Karam et nous n'en donnerons donc que les lignes principales. On pourra se référer à [42] pour avoir plus de détails.

On modélise la surface d'interaction (bord de fente du réseau) par un cylindre de rayon a . On appelle ρ la distance entre l'atome et l'axe du barreau cylindrique. On appelle z la direction de propagation de l'atome, x la direction normale à z . On définit également le paramètre d'impact p comme la plus petite des distances atome-surface (voir figure 3.6).

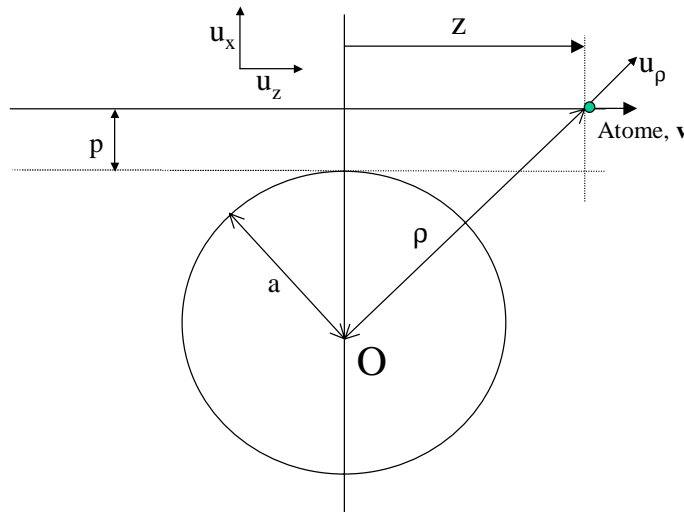


Figure 3.6 — Schéma et notations du modèle utilisé pour calculer la probabilité de transition.

Soit $d = \rho - a$ la distance atome-surface au point $M(p, z)$ de paramètre d'impact p et d'abscisse z donnés. Nous avons vu dans le paragraphe 3.1 que le potentiel van der Waals subi par l'atome en M est :

$$V_{vdW}(M) = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\mathbf{D}^2 + D_\rho^2}{16d^3} \quad (3.11)$$

On peut récrire ce potentiel en séparant la partie scalaire de la la partie quadripolaire et en introduisant le moment cinétique total \vec{J} de l'atome [42, 47]. Le potentiel vdW s'écrit alors :

$$V_{vdW}(M) = -\frac{C_3}{d^3} - \frac{\eta[(\vec{J} \cdot \vec{u}_\rho)^2 - \vec{J}^2/3]}{16d^3} \quad (3.12)$$

avec $C_3 > 0$ la constante décrivant la partie scalaire de l'interaction et $\eta < 0$ la constante décrivant la partie non scalaire.

L'atome étant plongé dans un champ magnétique \vec{B} , il faut bien entendu ajouter le potentiel magnétique pour obtenir le potentiel total $V(M)$:

$$V(M) = g_L \mu_B \vec{J} \cdot \vec{B} - \frac{C_3 + \frac{\eta}{16}[(\vec{J} \cdot \vec{u}_\rho)^2 - \vec{J}^2/3]}{d^3} \quad (3.13)$$

Soit $\psi(z,p)$ l'état atomique à la position z et pour un paramètre d'impact p défini dans la base des états Zeeman $|m_i\rangle$ ($i=-2,-1,0,1,2$) quantifiés selon la direction locale de \vec{B} . A priori, $\psi(z,p)$ est une superposition linéaire des états $|m_i\rangle$ ($\psi(z,p) = \sum_i c_i |m_i\rangle$). Soit $\psi(z_0,p)$ l'état entrant dans la collision avec la surface : on suppose que l'abscisse $z_0 < 0$ est suffisamment éloignée de la surface de sorte que $\psi(z_0,p)$ soit un état pur dans la base des $|m_i\rangle$ ($\psi(z_0,p) = |m_j\rangle$). On décrit la fonction d'onde à l'abscisse z ($\psi(z,p)$) à l'aide d'un opérateur d'évolution $U(v,p,z_0,z)$ agissant sur $\psi(z_0,p)$ tel que :

$$\begin{aligned} \psi(z,p) &= U(v,p,z_0,z)\psi(z_0,p) \\ \sum_i c_i |m_i\rangle &= U(v,p,z_0,z)|m_j\rangle \end{aligned} \quad (3.14)$$

On obtient donc directement la probabilité de transition d'un état $|m_j\rangle$ vers un état $|m_k\rangle$:

$$P_{m_k,m_j}(p,v) = |\langle m_k | U(v,p,z_0,z) | m_j \rangle|^2 \quad (3.15)$$

A partir de là, tout le problème revient à trouver l'expression de l'opérateur d'évolution $U(v,p,z_0,z)$. En l'introduisant dans l'équation de Schrödinger dépendante du temps (avec le changement de variables $t \rightarrow x/v$), on trouve que $U(v,p,z_0,z)$ doit vérifier :

$$U(v,p,z_0,z_0) = \mathbf{1} \quad (3.16)$$

$$\frac{dU(v,p,z_0,z)}{dz} = -i \left[\frac{1}{\hbar v} V(p,z) \right] U(v,p,z_0,z) \quad (3.17)$$

En mettant l'expression du potentiel $V(p,z)$ (eq 3.13), dans l'équation 3.17, on a :

$$\frac{dU(v,p,z_0,z)}{dz} = \frac{i}{\hbar v} \left[-g_L \mu_B \vec{J} \cdot \vec{B} + \frac{C_3 + \frac{\eta}{16}[(\vec{J} \cdot \vec{u}_\rho)^2 - \vec{J}^2/3]}{d^3} \right] U(v,p,z_0,z) \quad (3.18)$$

Approximation soudaine.

L'approximation soudaine que nous allons faire ici consiste à dire que le temps de l'interaction atome-surface est faible comparé à la période de Larmor du spin atomique dans \vec{B} . On trouvera une justification plus complète de cette approximation dans [42] mais on peut considérer que le couplage entre sous niveaux Zeeman dû à l'interaction atome-surface est significatif sur des distances de propagation $\Delta z < 70 \text{ nm}$. La vitesse moyenne des atomes de Ne^* dans le jet supersonique étant de $v_{Ne^*} = 780 \text{ m.s}^{-1}$, le temps d'interaction $t_i = \Delta z/v_{Ne^*}$ est inférieur à 90 ps .

La période de Larmor T_L est quant à elle donnée par $T_L = \frac{2\pi\hbar}{g\mu_B B}$ ($g = 1.506$, facteur de Landé pour l'état 3P_2). Pour un champ magnétique $B = 100 \text{ G} = 10^{-2} \text{ T}$, on trouve que $T_L \approx 5 \text{ ns}$.

On remarque ainsi que le temps d'interaction est au moins 50 fois plus court que la période Larmor. On fait donc l'approximation forte mais raisonnable que la perturbation temporelle de la fonction d'onde $\psi(z,t)$ est due à une impulsion très courte d'action due au seul potentiel van der Waals. Autrement dit, la fonction d'onde est perturbée soudainement par le changement d'axe de quantification qui passe brusquement de \vec{u}_B (direction de \vec{B}) à \vec{u}_ρ (direction normale à la surface).

Dans cette approche, durant le temps d'interaction t_i , l'effet du Hamiltonien Zeeman est donc négligé. De plus, seule la partie non scalaire du potentiel vdW est à prendre en compte puisqu'elle est la seule à pouvoir induire des transitions entre sous niveaux Zeeman. Ainsi, l'équation 3.18 se réduit à :

$$\frac{dU(v,p,z_0,z)}{dz} = \frac{i}{\hbar v} \left[\frac{\eta[(\vec{J} \cdot \vec{u}_\rho)^2 - \vec{J}^2/3]}{16d^3} \right] U(v,p,z_0,z) \quad (3.19)$$

Toujours dans cette approximation soudaine, on négligera la variation de direction de la normale à la surface. En effet, le temps d'interaction étant très court, on dira que l'atome "voit" une seule composante moyenne de la normale que l'on prendra suivant x (voir figure 3.6). Ainsi, on trouve que $(\vec{J} \cdot \vec{u}_\rho)^2 \rightarrow J_x^2$.

L'équation 3.19 devient donc :

$$\frac{dU(v,p,z_0,z)}{dz} = \frac{i}{\hbar v} V_s(p,z) U(v,p,z_0,z) \quad (3.20)$$

où on a noté $V_s(p,z) = \frac{\eta[J_x^2 - \vec{J}^2/3]}{16d^3}$. On remarque là que les opérateurs $V(p,z)$ et $\frac{dV(p,z)}{dz}$ commutent ce qui permet d'écrire la solution de l'équation 3.20 sous la forme d'une exponentielle d'opérateurs [50]. On obtient donc, avec $d = d(p,z)$ la distance atome-surface ($d(p,z) = \rho(p,z) - a$, voir figure 3.6) que :

$$U(v,p,z_0,z) = \exp \left[-\frac{i}{\hbar v} \int_{z_0}^z \frac{\eta[J_x^2 - \vec{J}^2/3]}{16 d(p,z)^3} dz \right] \quad (3.21)$$

D'après l'équation 3.15, on obtient que la probabilité de transitions d'un état $|m_j\rangle$ vers un état $|m_k\rangle$ est :

$$P_{m_k,m_j}(p,v) = \left| \langle m_k | \exp \left[i(J_x^2 - \vec{J}^2/3)f(z) \right] | m_j \rangle \right|^2 \quad (3.22)$$

où l'on a posé $f(z) = -\frac{\eta}{16\hbar v} \int_{z_0}^z \frac{1}{d(p,z)^3} dz$ et $f(z) \in \Re$.

Nous allons rapidement montrer que l'opérateur $\bar{J}^2/3$ ne joue aucun rôle pour le calcul de la probabilité de transition.

Tout d'abord, rappelons que les opérateurs J_x^2 et \bar{J}^2 commutent : $[J_x^2, \bar{J}^2] = 0$. On peut donc décomposer la somme dans l'exponentielle de 3.22 comme un produit d'exponentielles :

$$\exp \left[i(J_x^2 - \bar{J}^2/3)f(z) \right] = \exp [if(z)J_x^2] \exp \left[-\frac{if(z)}{3}\bar{J}^2 \right] \quad (3.23)$$

Ensuite, $|m_i\rangle$ est bien sûr vecteur propre de \bar{J}^2 tel que $\bar{J}^2|m_j\rangle = \hbar^2 j(j+1)|m_j\rangle$. D'après les propriétés des fonctions d'opérateurs [50], on a :

$$e^{-\frac{if(z)}{3}\bar{J}^2}|m_i\rangle = e^{-i\frac{f(z)}{3}\hbar^2 j(j+1)}|m_j\rangle \quad (3.24)$$

En réintroduisant les équations 3.24 et 3.23, dans l'équation 3.22, on obtient immédiatement que :

$$\begin{aligned} P_{m_k, m_j}(p, v) &= \left| e^{-i\frac{f(z)}{3}\hbar^2 j(j+1)} \right|^2 \left| \langle m_k | \exp [i(f(z)J_x^2)] |m_j\rangle \right|^2 \\ &= \left| \langle m_k | \exp [i(f(z)J_x^2)] |m_j\rangle \right|^2 \\ &= \left| \langle m_k | \exp \left[-i\frac{\eta}{16\hbar v} J_x^2 \int_{z_0}^z \frac{1}{d(p,z)^3} dz \right] |m_j\rangle \right|^2 \end{aligned} \quad (3.25)$$

et l'on voit que dans ce modèle d'approximation soudaine, la probabilité de transition dépend uniquement de l'opérateur J_x^2 .

La probabilité de transition au cours de la diffusion par un potentiel s'écrit :

$$P_{m_k, m_j}(p, v) = \lim_{\substack{z_0 \rightarrow -\infty \\ z \rightarrow +\infty}} P_{m_k, m_j}(p, v, z_0, z) \quad (3.26)$$

d'où l'on tire :

$$P_{m_k, m_j}(p, v) = \left| \langle m_k | \exp \left[-i\frac{\eta}{16\hbar v} J_x^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{d(p,z)^3} dz \right] |m_j\rangle \right|^2 \quad (3.27)$$

On voit qu'avant toute chose, il faut maintenant calculer l'intégrale $\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{d(p,z)^3} dz$. $d(p,z) = \rho(p,z) - a$ (voir figure 3.6) est la distance atome-surface à la position (p,z) . On a donc :

$$d(p,z) = \rho(p,z) - a = \sqrt{(a+p)^2 + z^2} - a \quad (3.28)$$

Un développement de $d(p,z)$ au premier ordre ($p \ll a$ et $z \ll a$) donne :

$$d(p,z) \approx p + \frac{z^2}{2a} \quad (3.29)$$

Avec cette expression de $d(p,z)$, l'intégrale $\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{d(p,z)^3} dz$ est facilement calculable et on trouve,

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{d(p,z)^3} dz = \frac{3\pi \sqrt{2a}}{8 p^{5/2}} \quad (3.30)$$

En posant $\alpha(p,v) = \frac{\eta}{16\hbar v} \frac{3\pi \sqrt{2a}}{8 p^{5/2}}$, on trouve finalement que la probabilité de transition s'exprime simplement sous la forme :

$$P_{m_k, m_j}(p,v) = |\langle m_k | \exp[-i\alpha(p,v)J_x^2] | m_j \rangle|^2 \quad (3.31)$$

Il faut donc calculer les éléments de matrice de l'opérateur $\exp[-i\alpha(p,v)J_x^2]$. On voit directement que dans la base des états $|m_i\rangle$ quantifiés par rapport à la direction z' de \vec{B} , cette matrice est diagonale si l'angle θ entre \vec{u}_x et $\vec{u}_{z'}$ est nul.

Dans ce modèle, pour pouvoir observer des transitions van der Waals - Zeeman, il faut donc nécessairement que la direction \vec{B} et la normale à la surface ne soient pas confondues mais fassent entre elles un angle θ non nul.

Dans la base $\{x', y', z'\}$, les opérateurs $J_{x'}, J_{y'}, J_{z'}$ sont bien connus [50]. On définit donc une telle base de sorte que :

$$J_x = J_{x'} \sin \theta + J_{z'} \cos \theta$$

On trouve ainsi que l'opérateur J_x^2 est défini par la matrice suivante :

$$J_x^2 = \begin{pmatrix} 1 + 3\cos^2 \theta & -3 \cos \theta \sin \theta & \sqrt{\frac{3}{2}} \sin^2 \theta & 0 & 0 \\ -3 \cos \theta \sin \theta & 1 + \frac{3}{2} \sin^2 \theta & -\sqrt{\frac{3}{2}} \cos \theta \sin \theta & \frac{3}{2} \sin^2 \theta & 0 \\ \sqrt{\frac{3}{2}} \sin^2 \theta & -\sqrt{\frac{3}{2}} \cos \theta \sin \theta & 3 \sin^2 \theta & \sqrt{\frac{3}{2}} \cos \theta \sin \theta & \sqrt{\frac{3}{2}} \sin^2 \theta \\ 0 & \frac{3}{2} \sin^2 \theta & \sqrt{\frac{3}{2}} \cos \theta \sin \theta & 1 + \frac{3}{2} \sin^2 \theta & -3 \cos \theta \sin \theta \\ 0 & 0 & \sqrt{\frac{3}{2}} \sin^2 \theta & 3 \cos \theta \sin \theta & 1 + 3 \cos^2 \theta \end{pmatrix} \quad (3.32)$$

Un logiciel de calcul formel permet de calculer les éléments de matrice de $\exp[-i\alpha(p,v)J_x^2]$.

Pour un jet atomique non polarisé dans lequel on supposera un mélange statistique d'états Zeeman, on peut écrire la probabilité de transitions exothermiques pour un $\Delta m (< 0)$ donné :

$$\begin{aligned} \overline{P_{\Delta m}}(p,v) &= \frac{1}{2j+1} \sum_m P_{m, m-|\Delta m|} \\ \overline{P_{\Delta m}}(p,v) &= \frac{1}{5} \sum_m P_{m, m-|\Delta m|} \end{aligned} \quad (3.33)$$

Le lecteur désireux d'avoir plus de détails se référera à [42], nous ne donnons ici le résultat que pour $\overline{P_{\Delta m=-1}}(p,v)$.

$$\begin{aligned}\overline{P_{\Delta m=-1}}(p,v) &= \frac{1}{5} \sum_{m=2,1,0,-1} P_{m,m-1} \\ \overline{P_{\Delta m=-1}}(p,v) &= \frac{1}{5} \sum_{m=2,1,0,-1} |\langle m-1 | \exp[-i\alpha(p,v)J_x^2] | m \rangle|^2\end{aligned}\quad (3.34)$$

ce qui donne à partir des éléments de matrice de $\exp[-i\alpha(p,v)J_x^2]$:

$$\begin{aligned}\overline{P_{\Delta m=-1}}(p,v) &= \sin^2\left[\frac{\alpha}{2}\right] \sin^2\theta \cos^2\theta [3(74 + 89 \cos\alpha + 50 \cos 2\alpha + 11 \cos 3\alpha) \\ &+ 4(7 + 8 \cos\alpha + 3 \cos 2\alpha)(4 \cos 2\theta + 7 \cos 4\theta) \sin^2\left[\frac{\alpha}{2}\right]]\end{aligned}\quad (3.35)$$

On peut alors fixer un angle θ et regarder la dépendance de $\overline{P_{\Delta m=-1}}$ en fonction du paramètre d'impact p . Un exemple pour $\theta = 12^\circ$ est montré sur la figure 3.7.

On voit sur cette figure que pour des paramètres d'impact $p \leq 50$ u.a., la probabilité de transitions $\overline{P_{\Delta m=-1}}$ est élevée; elle peut atteindre 1/2 et en moyenne, elle est proche de 1/4. On remarquera également le comportement oscillant de cette probabilité pour $p \leq 25$ u.a. Cela se comprend bien en examinant l'expression 3.35 qui contient des termes \cos et \sin de $\alpha/2$, α , 2α et 3α .

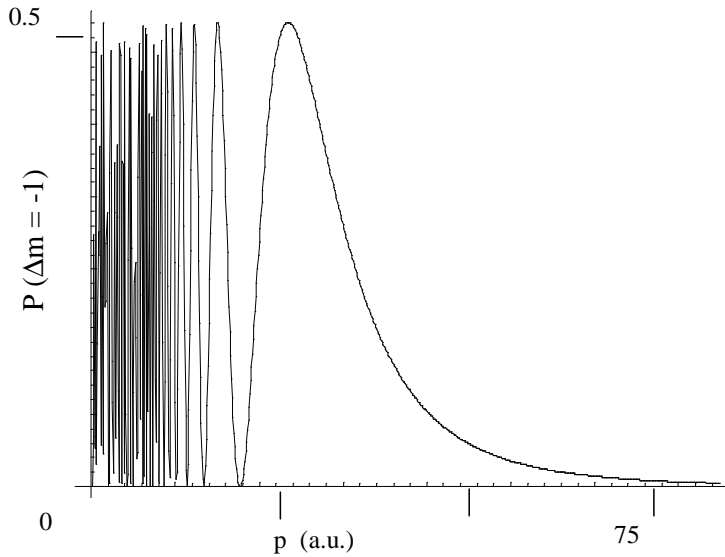


Figure 3.7 – Dépendance de $\overline{P_{\Delta m=-1}}$ pour un angle entre la direction du champ magnétique \vec{B} et la normale moyenne à la surface \vec{u}_x valant $\theta = 12^\circ$. Pour ce calcul, on a pris $v = v_{Ne^*} = 780$ m.s⁻¹ et $|\eta| = |\eta_{Ne^*}| = 0.05$ u.a et un rayon de cylindre $a = 1$ μ m.

Confrontation du modèle soudain à l'expérience.

Il faut maintenant, bien entendu, comparer les prédictions théoriques aux résultats expérimentaux. Un des problèmes importants dans cette comparaison vient du fait que l'on n'a pas accès expérimentalement à la dépendance de la probabilité en fonction du paramètre d'impact. Il nous est en effet complètement impossible de contrôler le paramètre d'impact à des ordres de grandeur de quelques *u.a.* (quelques Å ou dizaines d'Å).

Il faut donc, d'une façon ou d'une autre, définir un paramètre d'impact moyen. Pour cela on peut introduire par exemple la grandeur $\overline{p}_e(\Delta m, \theta)$ définie par :

$$\overline{p}_e(\Delta m, \theta) = \int_0^{+\infty} \overline{P}_{\Delta m}(p, v) dp \quad (3.36)$$

$\overline{p}_e(\Delta m, \theta)$ n'a pas de signification physique directe, mais est défini par (3.36) comme un paramètre d'impact efficace tel que pour tous les paramètres d'impact $p \leq \overline{p}_e$, la probabilité de transitions est égale à 1. Du coup, le rapport entre une demi largeur de fente du réseau et ce paramètre d'impact effectif doit se comparer au rapport entre le signal direct (pas de transitions $\gamma = 0$) et le signal correspondant à la transition (déviation à l'angle γ).

En explicitant 3.36, on trouve :

$$\overline{p}_e(\Delta m, \theta) = \left(\frac{\eta a^{1/2}}{16 \hbar v} \right)^{2/5} f_{\Delta m}(\theta) \quad (3.37)$$

où, ici encore, on ne donne que l'expression de $f_{\Delta m}(\theta)$ pour $\Delta m = -1$:

$$f_1(\theta) = (0.572174 + 0.119916 \cos 2\theta + 0.209853 \cos 4\theta) \sin^2(2\theta) \quad (3.38)$$

Pour $\Delta m = -1$ et $\theta = 12^\circ$, on trouve $\overline{p}_e = 0.682 \text{ nm}$.

Rappelons que la largeur des fentes du réseau est $w = 70 \mu m$ et l'épaisseur du réseau est $e = 20 \mu m$. Mais le réseau est incliné d'un angle $\epsilon = 56^\circ$, de sorte que la largeur effective w_e d'une fente du réseau est :

$$w_e = w \cos \epsilon - 2e \sin \epsilon = 5.8 \mu m \quad (3.39)$$

Le rapport de la demi - largeur effective sur $\overline{p}_e(\Delta m = -1, \theta = 12^\circ)$ vaut donc :

$$\frac{w_e}{2 \overline{p}_e(\Delta m = -1, \theta = 12^\circ)} = 4252 \quad (3.40)$$

Expérimentalement, on trouve que le signal direct est de l'ordre de 4000 à 5000 fois plus élevé que le signal dévié, ayant fait la transition. D'après 3.40, on voit que pour $\Delta m = -1$ et un angle $\theta = 12^\circ$ (entre \vec{B} et la normale à la surface), angle raisonnable au vu des pièces polaires de l'électro-aimant utilisé dans l'expériences, le modèle soudain donne une valeur correcte pour la probabilité de transition.

Par contre, on se rend compte que pour $\Delta m = -2, -3, -4$, les facteurs angulaires $f_{\Delta m}(\theta)$ définis dans 3.37 sont très faibles (pour $\theta = 12^\circ$), si faibles que les probabilités de transitions $P_{\Delta m=-2,-3,-4}$ sont quasiment nulles [42]. Ceci est clairement en contradiction

avec l'expérience où l'on a observé des transitions vdW - Zeeman correspondant à $\Delta m = -1, -2, -3$ (figure 3.5) ce qui est une limitation certaine de ce modèle d'approximation soudaine. Il est à noter que tout écart à la "soudaineté parfaite" va *a priori* se traduire par une redistribution de la probabilité de transition sur tous les sous niveaux Zeeman.

Il s'est donc avéré opportun d'étudier ces probabilités dans un modèle moins soudain, celui des croisements évités et des transitions de type Landau - Zener. De plus, l'avantage de ce second modèle est qu'il sera plus pertinent que le modèle soudain aux vitesses atomiques lentes, ce vers quoi nous tendons expérimentalement actuellement (voir chapitre 4).

3.3.2 Modèle de probabilité de transition dans l'approximation Landau - Zener.

Nous allons maintenant calculer les énergies propres de l'atome dans le potentiel extérieur total, c'est-à-dire celui dû au champ magnétique externe (potentiel Zeeman) et celui de van der Waals dû à l'interaction entre l'atome et la surface qui, une fois encore, sera métallique. La base des états propres n'étant pas la base des états Zeeman $|m_i\rangle$, si l'on trace les énergies propres des états Zeeman en fonction d'un paramètre tel que la distance atome-surface (ou l'abscisse de propagation), l'évolution de ces énergies propres va donner naissance à des *anti-croisements*. On peut alors évaluer la probabilité de transitions d'un état vers l'autre à l'aide de la formule de Landau - Zener. On verra plus tard que cette probabilité dépend seulement du couplage qui est supposé constant et de la différence locale (à l'abscisse de croisement) entre les dérivées (par rapport à la coordonnée radiale) des énergies propres.

Calcul des énergies propres.

Avec les mêmes notations que celle utilisée dans la partie précédente (voir figure 3.6), on définit le potentiel total de l'atome au voisinage de la surface :

$$V(M) = g_L \mu_B \vec{J} \cdot \vec{B} - \frac{C_3 + \frac{\eta}{16} [(\vec{J} \cdot \vec{u}_\rho)^2 - \vec{J}^2/3]}{d^3} \quad (3.41)$$

On considère que \vec{B} est selon une direction $\vec{u}_{z'}$ faisant un angle θ avec la direction locale de la normale à la surface \vec{u}_ρ . Dans ces conditions, on peut écrire $\vec{J} \cdot \vec{B} = B J_{z'}$ et $\vec{J} \cdot \vec{u}_\rho = J_{z'} \cos \theta + J_{x'} \sin \theta$. En arrangeant l'équation 3.41, on peut écrire le potentiel sous la forme :

$$V(M) = -\frac{C_3}{d^3} + g_L \mu_B B \left(J_{z'} + \beta \left[(J_{z'} \cos \theta + J_{x'} \sin \theta)^2 - \vec{J}^2/3 \right] \right) \quad (3.42)$$

où l'on a posé :

$$\beta = \frac{(-\eta)}{16 g_L \mu_B B d^3}$$

Ce paramètre sans dimension nous sera bien utile car il permettra de linéariser les énergies propres et de comparer directement la partie quadrupolaire de l'interaction de van der Waals à l'écart Zeeman entre deux sous niveaux consécutifs (β est en effet normalisé à l'écart Zeeman par la présence du facteur $g_L\mu_B B$ au dénominateur). Rappelons ici que $\eta < 0$ est la constante décrivant la partie non scalaire de l'interaction van der Waals.

Il faut remarquer dans l'expression 3.42 du potentiel que le premier terme $-C_3/d^3$ est purement scalaire et affecte tous les sous niveaux Zeeman exactement de la même façon. Ce terme va donc décaler "en bloc" les différentes énergies propres et n'aura aucun effet sur les transitions entre états qui sont l'objet de notre calcul. On peut donc l'ignorer et s'intéresser uniquement aux valeurs propres du hamiltonien réduit (et que l'on a normalisé par $g_L\mu_B B$) :

$$V_r(M) = J_{z'} + \beta \left[(J_{z'} \cos \theta + J_{x'} \sin \theta)^2 - \vec{J}^2/3 \right] \quad (3.43)$$

Dans la base des états Zeeman $|m_i\rangle$, la matrice $(J_{z'} \cos \theta + J_{x'} \sin \theta)^2$ est celle que nous avons calculée pour l'approximation soudaine (voir équation 3.32). La matrice $J_{z'}$ est triviale et celle de \vec{J}^2 également, puisque pour le seul niveau (${}^3P_2, J = 2$) considéré ici, on a $\vec{J}^2|m_i\rangle = j(j+1)|m_i\rangle = 6|m_i\rangle$.

Ainsi dans la base $(-2, -1, 0, +1, +2)$ des états $|m_i\rangle$, la matrice V_r s'écrit :

$$V_r(\beta, \theta) = \begin{pmatrix} -2 + \beta(-1 + 3\cos^2 \theta) & -3\beta \cos \theta \sin \theta & \sqrt{\frac{3}{2}}\beta \sin^2 \theta & 0 & 0 \\ -3\beta \cos \theta \sin \theta & -1 + \beta(-1 + \frac{3}{2}\sin^2 \theta) & -\sqrt{\frac{3}{2}}\beta \cos \theta \sin \theta & \frac{3}{2}\beta \sin^2 \theta & 0 \\ \sqrt{\frac{3}{2}}\beta \sin^2 \theta & -\sqrt{\frac{3}{2}}\beta \cos \theta \sin \theta & \beta(-2 + 3\sin^2 \theta) & \sqrt{\frac{3}{2}}\beta \cos \theta \sin \theta & \sqrt{\frac{3}{2}}\beta \sin^2 \theta \\ 0 & \frac{3}{2}\beta \sin^2 \theta & \sqrt{\frac{3}{2}}\beta \cos \theta \sin \theta & +1 + \beta(-1 + \frac{3}{2}\sin^2 \theta) & -3\beta \cos \theta \sin \theta \\ 0 & 0 & \sqrt{\frac{3}{2}}\beta \sin^2 \theta & 3\beta \cos \theta \sin \theta & +2 + \beta(-1 + 3\cos^2 \theta) \end{pmatrix} \quad (3.44)$$

C'est donc cette matrice qu'il faut diagonaliser pour obtenir les différentes énergies propres en fonction de β et θ .

Il est important de remarquer que la matrice V_r est diagonale dans la base des $|m_i\rangle$ lorsque $\theta = 0$. Cela veut dire que lorsque la direction du champ magnétique et la direction normale à la surface sont confondues, il n'y a pas de termes non diagonaux et donc, comme on pouvait s'y attendre, pas de possibilités de transitions en sous niveaux Zeeman.

Dans ce cas là en effet, V_r s'écrit simplement :

$$V_r(\beta, 0) = \begin{pmatrix} -2 + 2\beta & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 - \beta & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -2\beta & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & +1 - \beta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & +2 + 2\beta \end{pmatrix} \quad (3.45)$$

Il est très instructif de tracer ces énergies propres en fonction de β (voir figure 3.8).

Rappelons que $\beta \propto 1/d^3$, c'est-à-dire que pour $\beta = 0$, l'atome est infiniment loin de la surface et on trouve bien naturellement les énergies Zeeman (normalisées à $g_L\mu_B B$). On voit aussi que quand β augmente, certains niveaux se croisent. On observe quatre

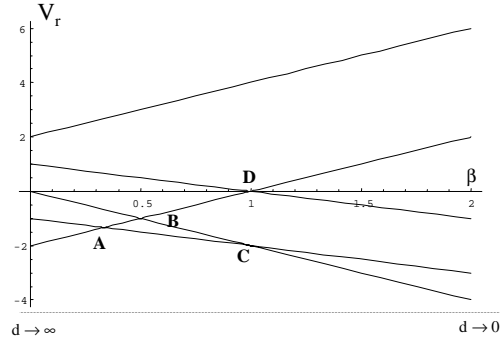


Figure 3.8 – Valeurs propres de V_r en fonction de β pour $\theta = 0$. Dans ce cas, il y a un seul axe de quantification (la direction du champ magnétique et la normale à la surface sont confondues) et on obtient des croisements de courbes de potentiels (A,B,C,D).

croisements labélisés A,B,C et D dont on donne certaines caractéristiques dans le tableau 3.46.

<i>Label</i>	m	m'	β
<i>A</i>	-2	-1	1/3
<i>B</i>	-2	0	1/2
<i>C</i>	-1	0	1
<i>D</i>	-2	+1	1

(3.46)

Lorsque $\theta \neq 0$, la matrice $V_r(\beta, \theta)$ n'est plus diagonale.

Ces différents couplages entre sous niveaux Zeeman vont "agir" sur les énergies propres en faisant apparaître des anti-croisements. Sur la figure 3.9 sont représentées les énergies propres en fonction de β pour $\theta = 12^\circ$. On voit clairement apparaître les croisements évités.

Pour calculer la probabilité de transitions à un croisement dans l'approximation de Landau - Zener, nous avons besoin de plusieurs caractéristiques de ces croisements.

1. l'abscisse du croisement, notée β_c .
2. la différence des pentes entre 2 courbes de potentiel qui se croisent à couplage nul (figure 3.8) que l'on notera $|\frac{d[V_r^{m'}(\beta,0) - V_r^m(\beta,0)]}{d\beta}|$.
3. le demi écart en énergie (au point de croisement) entre les deux courbes qui s'anti-croisent que l'on notera $w(\theta)$.

Ce dernier terme est certainement le plus difficile à estimer, mais au moins dans la limite des petits angles ($\cos \theta \approx 1$, $\sin \theta \approx \theta$), il est possible de le calculer. On trouve ainsi les caractéristiques suivantes (tableau 3.47) pour les quatre anti-croisements.

Label	m'	m	β	$ \frac{d[V_r^{m'}(\beta,0)-V_r^m(\beta,0)]}{d\beta} $	$w(\theta)$
A	-2	-1	1/3	3	θ
B	-2	0	1/2	4	$2.5 \theta^2$
C	-1	0	1	1	$\sqrt{\frac{3}{2}} \theta$
D	-2	+1	1	3	$0.75 \theta^2$

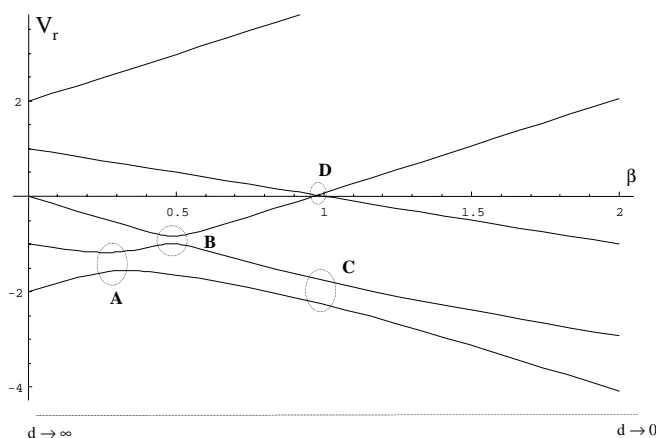
(3.47)


Figure 3.9 – Valeurs propres de V_r en fonction de β pour $\theta = 12^\circ$. On voit nettement l'évitement des croisements en A, B et C. L'évitement du croisement en D est trop petit pour être visible à cette échelle.

Formule de Landau - Zener

Nous allons maintenant rappeler la formule de Landau - Zener qui permet de calculer la probabilité de transitions d'un état $|1\rangle$ vers un état $|2\rangle$ dans le cas où les deux états sont localement couplés par un couplage constant noté W_{12} .

Les énergies propres de ces états sont respectivement notées $V_1(R)$ et $V_2(R)$ et dépendent de la seule coordonnée R qui peut être par exemple la distance entre atomes dans une collision atome - atome ou la distance atome-surface dans un problème comme celui qui nous intéresse.

En l'absence de couplage $W_{12} = 0$, les énergies propres notées $V_1^0(R)$ et $V_2^0(R)$ se croisent au point R_c . Quand $W_{12} \neq 0$, les énergies propres $V_1(R)$ et $V_2(R)$ se repoussent et on observe un anti-croisement au point R_c (voir figure 3.10).

Dans l'approximation Landau - Zener, la valeur du couplage constant W_{12} est donnée par le demi - écart en énergie des énergies propres au point de croisement, c'est-à-dire :

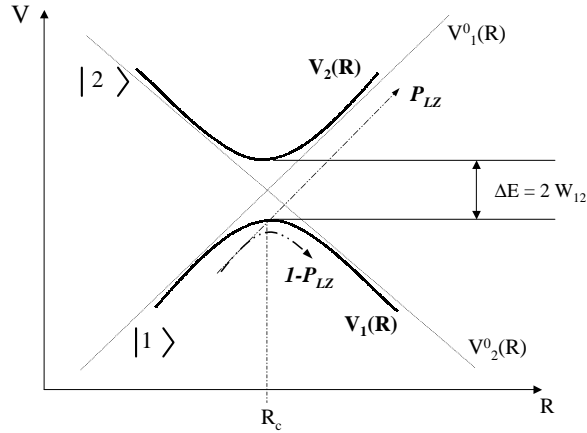


Figure 3.10 — Schéma de principe pour le calcul de la probabilité P_{LZ} de transition d'un état $|1\rangle$ vers un état $|2\rangle$ par la formule de Landau - Zener. En l'absence de couplage, les énergies $V_1^0(R)$ et $V_2^0(R)$ se croisent au point R_c . La valeur du couplage constant W_{12} intervenant dans la formule de Landau - Zener est donnée par la demi largeur en énergie de l'anti-croisement au point R_c .

$$W_{12} = \left| \frac{V_1(R_c) - V_2(R_c)}{2} \right| \quad (3.48)$$

Dans ce modèle, la probabilité P_{LZ} de transition de l'état $|1\rangle$ vers l'état $|2\rangle$ est donnée par la formule de Landau - Zener [51, 52] :

$$P_{LZ} = e^{-\alpha} \quad (3.49)$$

avec

$$\alpha = \frac{2\pi}{\hbar} \frac{W_{12}^2}{v(R_c) \left. \frac{d(V_1^0(R) - V_2^0(R))}{dR} \right|_{R_c}} \quad (3.50)$$

et $v(R_c) = \left. \frac{dR(t)}{dt} \right|_{R_c}$ est la vitesse radiale prise au point de croisement.

Ayant caractérisé les différents croisements dans le cas qui nous concerne (tableau 3.47), nous pouvons calculer les probabilités de transitions P_A, P_B, P_C et P_D aux différents anti-croisements A, B, C et D .

Calcul de P_A, P_B, P_C et P_D .

Dans les caractéristiques des croisements que nous avons données (tableau 3.47), nous n'avons pas les bonnes variables pour pouvoir utiliser directement la formule de Landau - Zener (eq. 3.49 et 3.50). En effet, pour l'instant, nous avons exprimé les énergies en fonction de β et de plus ces énergies sont normalisées à $g_L \mu_B B$ (on les a notées $V_r(\beta)$). Or, dans la formule de Landau - Zener, il faut utiliser les énergies "vraies"

(non normalisées) en fonction de la véritable coordonnée du potentiel, c'est-à-dire la distance atome-surface d . On notera ces énergies "vraies" $V(d)$.

Il convient donc de faire le changement de variables :

$$V(d) = g_L \mu_B B V_r(\beta) \quad (3.51)$$

avec

$$\beta = \frac{-\eta}{16g_L \mu_B B d^3} = \frac{\epsilon}{d^3} \quad (3.52)$$

où l'on a posé $\epsilon = -\eta/16g_L \mu_B B$. Le paramètre β étant sans dimensions, ϵ a les dimensions d'une longueur au cube.

Un premier point évident est que le couplage à mettre dans la formule de Landau - Zener n'est pas $w(\theta)$ du tableau 3.47 mais bien $W(\theta) = g_L \mu_B B w(\theta)$.

Ensuite, il nous faut calculer $|\frac{d[V^{m'}(d,0) - V^m(d,0)]}{dd}|$ connaissant $|\frac{d[V_r^{m'}(\beta,0) - V_r^m(\beta,0)]}{d\beta}|$. Pour simplifier l'écriture, notera $\Delta V(d,0) = V^{m'}(d,0) - V^m(d,0)$ et $\Delta V_r(\beta,0) = V_r^{m'}(\beta,0) - V_r^m(\beta,0)$.

D'après l'équation 3.52, on a :

$$\frac{d\beta}{dd} = -3\frac{\epsilon}{d^4} \quad (3.53)$$

d'où (en utilisant 3.51) :

$$|\frac{d\Delta V(d)}{dd}| = |3\frac{\epsilon}{d^4} g_L \mu_B B \frac{d\Delta V_r(\beta)}{d\beta}| \quad (3.54)$$

Pour pouvoir totalement connaître le paramètre α , dans la formule Landau - Zener, il nous faut encore calculer la vitesse de variation de la coordonnée d (notée $v(d_c)$) au point d'anti-croisement.

Rappelons que l'on peut exprimer la distance atome-surface d , en fonction du paramètre d'impact p , de l'abscisse de propagation $z = v_0 t$ et du rayon a du cylindre modélisant la surface (voir figure 3.6, eq 3.29) :

$$\begin{aligned} d(p,z) &\approx p + \frac{z^2}{2a} \\ &\approx p + \frac{(v_0 t)^2}{2a} \end{aligned} \quad (3.55)$$

Ainsi, on a :

$$\begin{aligned}
v(d_c) &= \left. \frac{dd(t)}{dt} \right|_{t_c} \\
&= \frac{v_0}{a} v_0 t|_{t_c} \\
&= \frac{v_0}{a} z_c \\
&= v_0 \sqrt{\frac{2}{a}} \sqrt{d_c - p}
\end{aligned} \tag{3.56}$$

où d_c est la distance atome-surface au point d'anti-croisement.

On a tout désormais pour calculer le paramètre α_i ($i = A, B, C, D$ se réfère à un anti-croisement donné) de la probabilité Landau - Zener (eq. 3.50). Si on l'exprime en unités atomiques ($\hbar = 1$), on trouve :

$$\alpha_i = \frac{2\pi}{v_0 \sqrt{\frac{2}{a}} \sqrt{d_{c_i} - p}} \frac{g_L \mu_B B w_i^2(\theta)}{3 \frac{\epsilon}{d_{c_i}^4} \frac{d\Delta V_{r_i}(\beta)}{d\beta}} \tag{3.57}$$

où pour chaque anti-croisement, $w_i(\theta)$ et $\frac{d\Delta V_{r_i}(\beta)}{d\beta}$ sont donnés par le tableau 3.47 et les $d_{c_i} = \sqrt[3]{\epsilon/\beta_{c_i}}$ se calculent aisément à partir des β_{c_i} donnés dans ce même tableau.

Pour clarifier un peu la situation, nous allons maintenant donner des valeurs numériques à certains paramètres des α_i de l'équation 3.57, pour ne garder les α_i qu'en fonction de la vitesse initiale de l'atome (v_0), du paramètre d'impact p et de l'angle θ entre la direction du champ magnétique \vec{B} et la direction normale à la surface au point d'anti-croisement.

Pour un champ de $B = 100 \text{ G}$, le terme $g_L \mu_B B$ vaut $3.195 \cdot 10^{-8}$ u.a. (unités atomiques).

D'après [42], la constante quadrupolaire η_{Ne^*} vaut -0.05 de sorte qu'on a $\epsilon = -\eta/16 g_L \mu_B B = 97809 \text{ u.a.}$.

Pour un rayon de cylindre $a = 1 \text{ }\mu\text{m}$, on a $\sqrt{2/a} = 1.029 \cdot 10^{-2} \text{ u.a.}$.

Enfin, dans l'expression de α , il est commode d'exprimer la vitesse v_0 en $m.s^{-1}$. Pour cela, on fera donc la conversion $v_0(u.a.) = \frac{v_0(m.s^{-1})}{2.187 \cdot 10^6}$.

Ainsi, on trouve :

$$\alpha_i = 1.455 \cdot 10^{-4} \frac{d_{c_i}^4 w_i(\theta)^2}{v_0(m.s^{-1}) \sqrt{d_{c_i} - p} \frac{d\Delta V_{r_i}(\beta)}{d\beta}} \tag{3.58}$$

avec $d_{c_i} = \sqrt[3]{97809/\beta_{c_i}}$ la distance atome-surface au point d'anti - croisement (en u.a.).

On résume dans le tableau 3.59, les valeurs de α_i aux différents croisements A, B, C et D pour une valeur de 100 G du champ magnétique, en fonction de l'angle $\theta = (\vec{u}_B, \vec{u}_\rho)$ entre la direction du champ magnétique et la normale locale à la surface (exprimé en radians), du paramètre d'impact p (en u.a.), et de la vitesse initiale v_0 (exprimée en $m.s^{-1}$). On donne également les valeurs des α_i pour $v_0 = 780 \text{ m.s}^{-1}$ qui est la vitesse des atomes de Ne^* dans les expériences décrites dans la section 3.2.3.

Label	β_c	d_c (u.a.)	$w(\theta)$	$ \frac{d\Delta V_r(\beta,0)}{d\beta} $	α	$\alpha(v_0 = 780 \text{ m.s}^{-1})$
A	1/3	66.451	θ	3	$\frac{945.688}{v_0(m.s^{-1})} \frac{\theta^2}{\sqrt{66.451-p}}$	$1.212 \frac{\theta^2}{\sqrt{66.451-p}}$
B	1/2	58.05	$2.5 \theta^2$	4	$\frac{2581.62}{v_0(m.s^{-1})} \frac{\theta^4}{\sqrt{58.05-p}}$	$3.310 \frac{\theta^4}{\sqrt{58.05-p}}$
C	1	46.074	$\sqrt{3/2} \theta$	1	$\frac{983.508}{v_0(m.s^{-1})} \frac{\theta^2}{\sqrt{46.074-p}}$	$1.261 \frac{\theta^2}{\sqrt{46.074-p}}$
D	1	46.074	$0.75 \theta^2$	3	$\frac{122.939}{v_0(m.s^{-1})} \frac{\theta^4}{\sqrt{46.074-p}}$	$0.158 \frac{\theta^4}{\sqrt{46.074-p}}$

(3.59)

Rappelons ici que dans le modèle de Landau - Zener, à un anti-croisement donné (anti-croisement i) où deux états propres s'anti-croisent, la probabilité de transition d'un état propre vers l'autre est donnée par $P_i = \exp(-\alpha_i)$.

Calcul des amplitudes de probabilité correspondant à un Δm donné.

Comme nous avons vu dans la section 3.2.1 de ce chapitre, expérimentalement, on détecte les transitions van der Waals - Zeeman de Δm donné ($\Delta m < 0$). Il va donc nous falloir exprimer les probabilités de transitions correspondant à un Δm donné en fonction des probabilités de transitions aux différents anti-croisements ($P(\Delta m) = f(P_A, P_B, P_C, P_D)$).

Ainsi, pour un Δm donné, il convient de considérer toutes les voies possibles qui, pour un état propre de la base Zeeman $|m\rangle$ (très loin de la surface avant la collision avec celle-ci), arrivent finalement dans l'état $|m-1\rangle$ (très loin de la surface après collision) et de faire cette opération pour tous les états $|m\rangle$ possibles.

Pour faire ce décompte (une formule générale est difficile à trouver), il est utile de tracer les énergies propres en fonction de z et non de β (voir figure 3.11).

A chaque anti-croisement, la formule de Landau - Zener permet de calculer le module correspondant à la voie prise par l'onde atomique. Il faut bien sûr également considérer la phase accumulée par l'onde dans cette voie donnée. On notera $\varphi_{i,k,i'}$ la phase accumulée par l'onde de matière en deux croisements i et i' , le point k repérant à différents chemins possibles entre i et i' .

Pour plus de clarté, nous donnons l'exemple de 2 différents chemins fléchés sur la figure 3.11 qui permettent de faire la transition $|+1\rangle \rightarrow |0\rangle$.

On considère un atome initialement dans l'état Zeeman $|+1\rangle$ (amplitude de probabilité initiale = 1).

Chemin UP : au croisement D, l'atome reste dans l'état propre adiabatique correspondant à l'état Zeeman $|+1\rangle$ avec une amplitude de probabilité (d'après le modèle Landau - Zener) qui vaut $\sqrt{1-P_D}$. Atteignant à nouveau le croisement D, il a accumulé une phase $\varphi_{D,M,D}$. L'amplitude devient alors $\sqrt{1-P_D} \exp(i\varphi_{D,M,D})$. Pour finir dans l'état $|0\rangle$, l'atome doit faire la transition à ce croisement D puis ne pas la faire au croisement suivant B. L'amplitude de probabilité finale pour ce chemin est donc $P_{UP} = \sqrt{1-P_D} \sqrt{P_D} \sqrt{1-P_B} \exp(i\varphi_{D,M,D})$.

Chemin DOWN : Au premier croisement D, l'atome fait la transition, puis accumule la phase $\varphi_{D,N,D}$, évite le deuxième croisement D et évite aussi le croisement B.

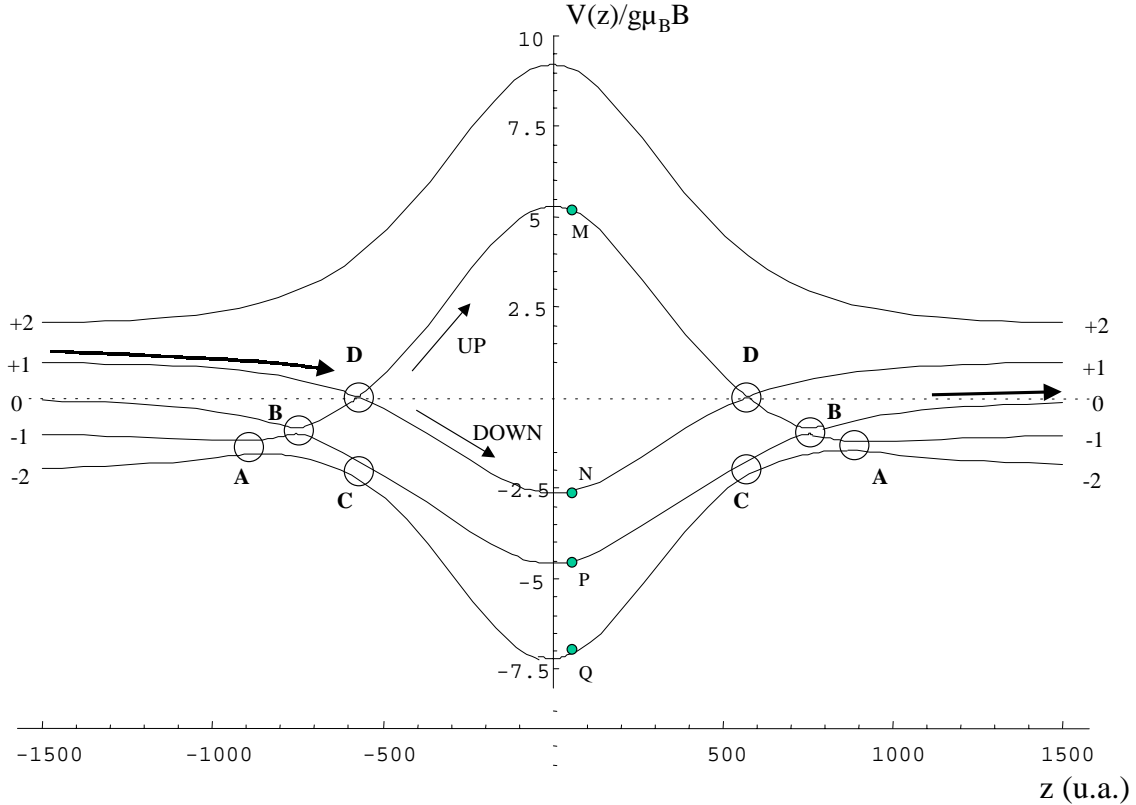


Figure 3.11 – Energies propres normalisées à $g_L \mu_B B$ en fonction de z (en u.a.) pour un paramètre d'impact donné ($p = 30$ u.a.) et un angle θ donné (12°). Loin de la surface avant ($z \ll 0$) et après ($z \gg 0$) collision avec la surface, les énergies propres sont les énergies Zeeman. Près de la surface apparaissent les 4 anti-croisements A, B, C et D. Deux chemins possibles ("UP" et "DOWN") pour la transition $|+1\rangle \rightarrow |0\rangle$ sont fléchés.

L'amplitude de probabilité correspondant à ce chemin est donc $P_{DOWN} = \sqrt{P_D} \sqrt{1 - P_D} \sqrt{1 - P_B} \exp(i\varphi_{D,N,D})$.

Puisqu'il n'y a que ces deux chemins pour faire la transition $|+1\rangle \rightarrow |0\rangle$, la probabilité correspondant à cette transition est :

$$\begin{aligned}
 P_{+1 \rightarrow 0} &= |P_{UP} + P_{DOWN}|^2 \\
 &= P_D(1 - P_D)(1 - P_B) |\exp(i\varphi_{D,M,D}) + \exp(i\varphi_{D,N,D})|^2 \\
 &= 2 P_D(1 - P_D)(1 - P_B)(1 + \cos(\varphi_{D,M,D} - \varphi_{D,N,D}))
 \end{aligned} \tag{3.60}$$

où l'on voit apparaître un terme d'interférence qui module les probabilités données par la formule de Landau - Zener.

Importance relative des différentes phases accumulées.

On peut montrer qu'il n'y a pas besoin de prendre en compte toutes les phases entre tous les croisements car certaines d'entre elles sont nettement supérieures à d'autres. Le calcul mettant cela en évidence est exposé dans l'annexe C. On retiendra que les phases accumulées par l'onde atomique entre deux croisements différents φ_{AB} , φ_{AC} , φ_{BD} et φ_{BC} sont complètement négligeables comparées à celles accumulées entre deux croisements identiques φ_{DMD} , φ_{DND} , φ_{CPC} et φ_{CQC} . On ne considérera donc que ces dernières dans le calcul final des probabilités de transitions Δm que nous allons exposer maintenant.

Calcul final des probabilités de transitions $P(\Delta m)$.

Nous allons tout d'abord identifier tous les chemins possibles que peut prendre un atome initialement (*i.e.* $z \ll 0$) dans l'état $|m\rangle$ pour ressortir ($z \gg 0$) dans l'état $|m - |\Delta m|\rangle$.

Pour permettre de mieux suivre ce "listing", nous remettons ici la figure (3.12) des énergies propres (normalisées à $g_L\mu_B B$) en fonction de z .

A un croisement donné (par exemple D), on notera D le module de l'amplitude de probabilité de changer d'état propre ($D = \sqrt{P_D}$) et \bar{D} le module de l'amplitude de probabilité de rester dans le même état propre $\bar{D} = \sqrt{1 - P_D}$. A chaque chemin, on associera la phase accumulée correspondante (dans l'approximation des importances relatives des phases que nous venons de détailler.)

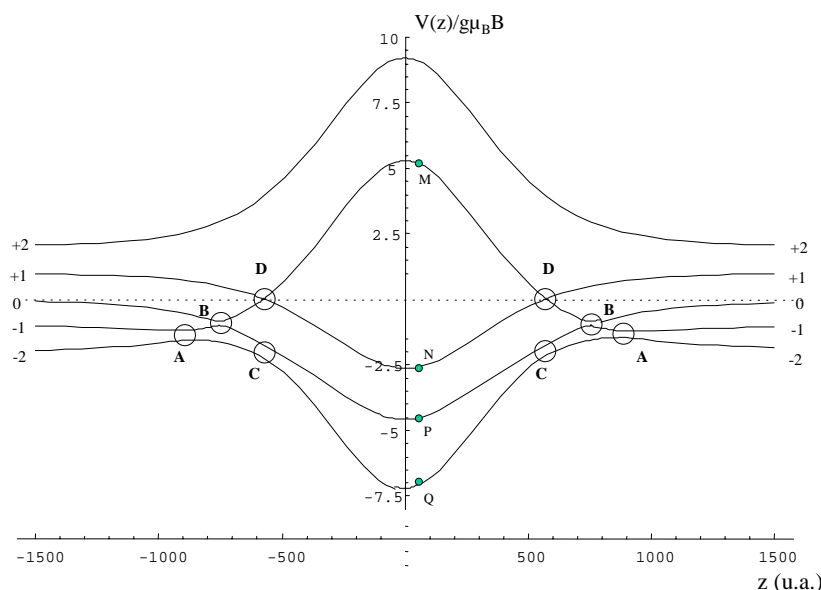


Figure 3.12 — Énergies propres normalisées à $g_L\mu_B B$ en fonction de z (en u.a.) pour un paramètre d'impact donné ($p = 30$ u.a.) et un angle θ donné (12°). Les points M,N,P,Q servent à repérer les divers chemins possibles.

On considère tout d'abord les différents chemins possibles pour la transition $|+1\rangle \rightarrow |0\rangle$. Il n'y en a que 2 (comme on l'a déjà vu) qui sont listés dans le tableau 3.61.

$$|+1\rangle \rightarrow |0\rangle \quad \begin{array}{|c|c|} \hline \textit{Module} & \textit{Phase} \\ \hline \bar{D}D\bar{B} & \varphi_{DMD} \\ \hline D\bar{D}\bar{B} & \varphi_{DND} \\ \hline \end{array} \quad (3.61)$$

La probabilité de transition $P_{+1 \rightarrow 0}$ est donc donnée par :

$$\begin{aligned} P_{+1 \rightarrow 0} &= |\bar{D}D\bar{B} \exp(i\varphi_{D,M,D}) + D\bar{D}\bar{B} \exp(i\varphi_{D,N,D})|^2 \\ &= P_D(1 - P_D)(1 - P_B) |\exp(i\varphi_{D,M,D}) + \exp(i\varphi_{D,N,D})|^2 \end{aligned} \quad (3.62)$$

et on retrouve bien sûr le résultat de l'équation 3.60 qui nous avait servi d'exemple "pédagogique".

Pour la transition $|0\rangle \rightarrow |-1\rangle$, on a (tableau 3.63) :

$$|0\rangle \rightarrow |-1\rangle \quad \begin{array}{|c|c|} \hline \textit{Module} & \textit{Phase} \\ \hline \bar{B}DDB\bar{A} & \varphi_{DMD} \\ \hline \bar{B}\bar{D}\bar{D}B\bar{A} & \varphi_{DND} \\ \hline B\bar{C}\bar{C}B\bar{A} & \varphi_{CPC} \\ \hline B\bar{C}C\bar{A} & \varphi_{CPC} \\ \hline B\bar{C}\bar{C}A & \varphi_{CQC} \\ \hline B\bar{C}C\bar{B}\bar{A} & \varphi_{CQC} \\ \hline \end{array} \quad (3.63)$$

Pour la transition $|-1\rangle \rightarrow |-2\rangle$, les différents chemins sont dans le tableau 3.64 :

$$|-1\rangle \rightarrow |-2\rangle \quad \begin{array}{|c|c|} \hline \textit{Module} & \textit{Phase} \\ \hline \bar{A}\bar{B}\bar{C}\bar{C}B\bar{A} & \varphi_{CPC} \\ \hline \bar{A}\bar{B}\bar{C}C\bar{A} & \varphi_{CPC} \\ \hline \bar{A}\bar{B}C\bar{C}\bar{A} & \varphi_{CQC} \\ \hline \bar{A}\bar{B}C\bar{C}B\bar{A} & \varphi_{CQC} \\ \hline \bar{A}B\bar{D}\bar{D}B\bar{A} & \varphi_{DND} \\ \hline \bar{A}B\bar{D}D\bar{B}\bar{A} & \varphi_{DMD} \\ \hline A\bar{C}\bar{C}\bar{A} & \varphi_{CQC} \\ \hline A\bar{C}\bar{C}B\bar{A} & \varphi_{CQC} \\ \hline A\bar{C}\bar{C}B\bar{A} & \varphi_{CPC} \\ \hline ACC\bar{A} & \varphi_{CPC} \\ \hline \end{array} \quad (3.64)$$

Il n'y a que 2 chemins pour la transition $|+1\rangle \rightarrow |-1\rangle$ qui sont (tableau 3.65) :

$$|+1\rangle \rightarrow |-1\rangle \quad \begin{array}{|c|c|} \hline \textit{Module} & \textit{Phase} \\ \hline \bar{D}DB\bar{A} & \varphi_{DMD} \\ \hline D\bar{D}B\bar{A} & \varphi_{DND} \\ \hline \end{array} \quad (3.65)$$

Voyons maintenant le cas de la transition $|0\rangle \rightarrow |-2\rangle$ (tableau 3.66) :

$$|0\rangle \rightarrow |-2\rangle \quad \begin{array}{|c|c|} \hline \textit{Module} & \textit{Phase} \\ \hline \bar{B}DDBA & \varphi_{DMD} \\ \bar{B}\bar{D}\bar{D}BA & \varphi_{DND} \\ B\bar{C}\bar{C}\bar{B}A & \varphi_{CPC} \\ B\bar{C}\bar{C}\bar{A} & \varphi_{CPC} \\ B\bar{C}\bar{C}\bar{A} & \varphi_{CQC} \\ B\bar{C}\bar{C}\bar{A} & \varphi_{CQC} \\ \hline \end{array} \quad (3.66)$$

Enfin, la dernière transition possible s'avère être $|+1\rangle \rightarrow |-2\rangle$ (tableau 3.67) :

$$|+1\rangle \rightarrow |-2\rangle \quad \begin{array}{|c|c|} \hline \textit{Module} & \textit{Phase} \\ \hline \bar{D}DBA & \varphi_{DMD} \\ D\bar{D}BA & \varphi_{DND} \\ \hline \end{array} \quad (3.67)$$

Maintenant que nous avons fait la liste tous les chemins possibles correspondant aux différentes transitions, on peut calculer les probabilités de transitions pour les différents Δm .

Nous avons vu que pour obtenir la probabilité de transition correspondant à une transition $|m\rangle \rightarrow |m'\rangle$, il faut sommer les amplitudes des différents chemins puis prendre le module au carré. On trouve ainsi pour tous les tableaux précédents une probabilité $P_{m \rightarrow m'}$.

$$P_{m \rightarrow m'} = \left| \sum_i a_i e^{i\varphi_i} \right|^2 \quad (3.68)$$

où les a_i sont les modules des amplitudes des différents chemins et les φ_i sont les phases correspondantes.

L'atome est supposé dans un état initial pur $|m\rangle$ de la base Zeeman (et non une superposition cohérente d'états $|m\rangle$), donc pour obtenir la probabilité totale correspondant à un Δm donné (notée $P(\Delta m)$); il faut additionner simplement les probabilités de chaque transition correspondant à ce Δm en affectant à chacune le poids statistique des populations ($1/5$ car on suppose que les 5 sous niveaux Zeeman sont également peuplés).

$$P(\Delta m) = \frac{1}{5} \sum_m P_{m \rightarrow m - |\Delta m|} \quad (3.69)$$

Ainsi, on trouve :

$$P(\Delta m = -1) = \frac{1}{5} (P_{+1 \rightarrow 0} + P_{0 \rightarrow -1} + P_{-1 \rightarrow -2}) \quad (3.70)$$

$$P(\Delta m = -2) = \frac{1}{5} (P_{+1 \rightarrow -1} + P_{0 \rightarrow -2}) \quad (3.71)$$

$$P(\Delta m = -3) = \frac{1}{5} P_{+1 \rightarrow -2} \quad (3.72)$$

On a alors tout ce qu'il nous faut pour calculer ces 3 probabilités. Les modules des probabilités de transition aux différents croisements sont donnés dans le tableau 3.59 et les phases sont calculables à l'aide de l'équation C.4 et du tableau C.5.

Remarque importante : le modèle de Landau-Zener n'est plus valable dès que le paramètre d'impact est supérieur à la distance atome-surface des anti-croisements considérés. Autrement dit, dès que l'atome passe trop loin de la surface, il ne "voit" pas d'anti-croisements et ne peut donc pas faire de transition. Comme nous l'avons vu, les amplitudes de probabilité de transition pour les différents Δm résultent de combinaisons des anti-croisements A , B , C et D . Or la distance atome-surface la plus petite de ces quatre anti-croisements est $d_C = d_D = 46.074 \text{ u.a.}$ Il est nécessaire de tronquer la probabilité de transition à une valeur proche de cette distance. Pour cela, toutes les probabilités de transition (en fonction du paramètre d'impact p) que nous allons exposer sont limitées en p par la fonction "cut off" suivante : $1/(1 + \exp(\frac{p-37.5}{1.3}))$. La largeur de cette fonction est 1.3 u.a. ce qui correspond à 2.8% de la distance d_C . Pour éviter d'importantes divergences au paramètre d'impact $p = d_C$, le calcul montre qu'on obtient un bon résultat pour un démarrage du "cut off" à l'abscisse 37.5 u.a.

Résultats du calcul pour $v_0 = 780 \text{ m.s}^{-1}$ et $\theta = 12^\circ$.

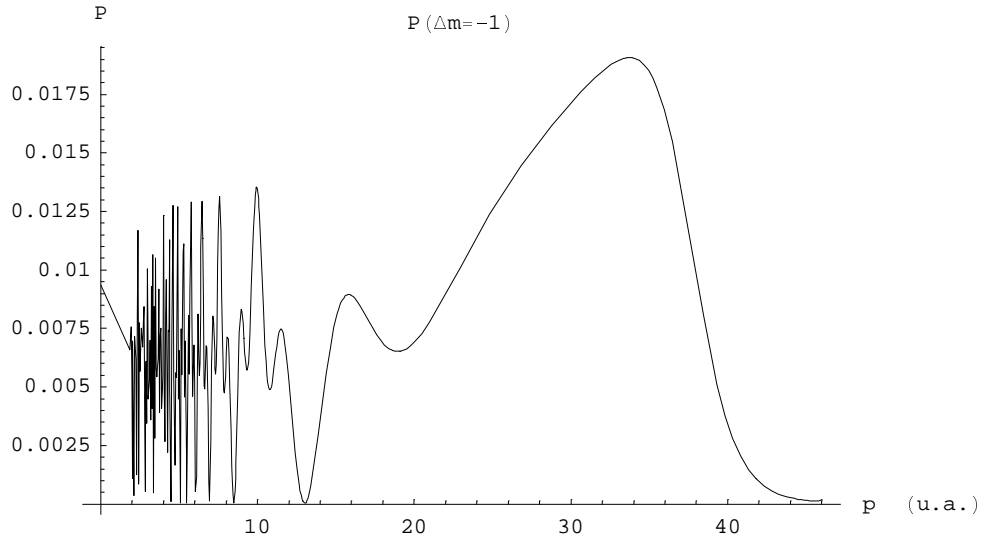


Figure 3.13 – Calcul de $P(\Delta m = -1)$ en fonction du paramètre d'impact p en u.a. pour $v_0 = 780 \text{ m.s}^{-1}$ et un angle $\theta = 12^\circ$.

Nous présentons les résultats du calcul des probabilités de transitions $P(\Delta m = -1)$ (figure 3.13), $P(\Delta m = -2)$ (figure 3.14) et $P(\Delta m = -3)$ (figure 3.15) en fonction du

paramètre d'impact p pour une vitesse des atomes de Ne^* $v_0 = 780 \text{ m.s}^{-1}$ et un angle $\theta = 12^\circ$. Ces conditions sont celles de l'expérience présentée au début de ce chapitre.

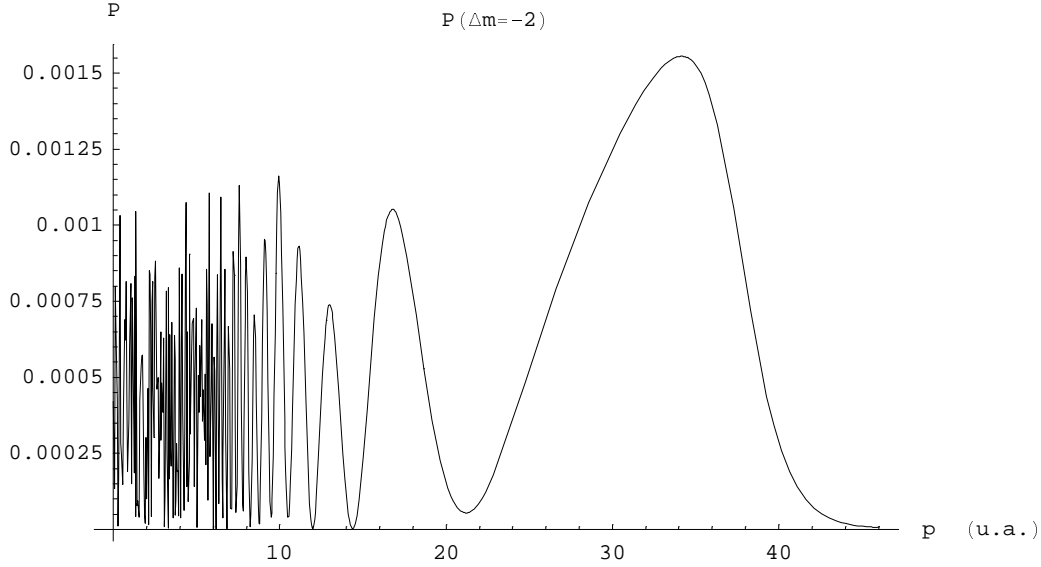


Figure 3.14 — Calcul de $P(\Delta m = -2)$ en fonction du paramètre d'impact p en u.a. pour $v_0 = 780 \text{ m.s}^{-1}$ et un angle $\theta = 12^\circ$.

Faisons tout d'abord deux remarques générales sur ces résultats théoriques. La première est que notre modèle ne prévoit aucune transition du type $\Delta m = -4$ car, dans ce modèle, le niveau $|+2\rangle$ n'est couplé à aucun autre niveau. La seconde est que l'on remarque une "loi d'échelle" pour les valeurs des probabilités de transition en ce sens que la probabilité $P(\Delta m = -1)$ est environ dix plus grande que la probabilité $P(\Delta m = -2)$ qui est elle même environ dix fois plus grande que $P(\Delta m = -3)$. Ceci n'est pas vraiment en accord avec l'expérience où l'on a trouvé que les probabilités de transition des différents Δm sont du même ordre de grandeur.

De plus, si comme dans le cas de l'approximation soudaine, on définit un paramètre d'impact moyen $\bar{p}_e(\Delta m)$ par la formule :

$$\bar{p}_e(\Delta m) = \int_0^{z_{c_{min}}} P(\Delta m) dp \quad (3.73)$$

On trouve $\bar{p}_e(\Delta m = -1) = 0.038 \text{ nm}$, $\bar{p}_e(\Delta m = -2) = 2.63 \text{ \AA}$ et $\bar{p}_e(\Delta m = -3) = 0.13 \text{ \AA}$. Ces valeurs sont bien moins élevées que celles qu'on trouve dans le modèle de l'approximation soudaine. Compte tenu des approximations faites, ce résultat ne semble pas déraisonnable. D'ailleurs, l'approximation de Landau - Zener n'est certainement pas la mieux adaptée à la vitesse thermique utilisée dans l'expérience $v_0 = 780 \text{ m.s}^{-1}$. En revanche, l'approximation Landau - Zener est plus adéquate pour le cas des vitesses plus lentes et c'est cela que nous allons regarder dans le prochain paragraphe. En effet,

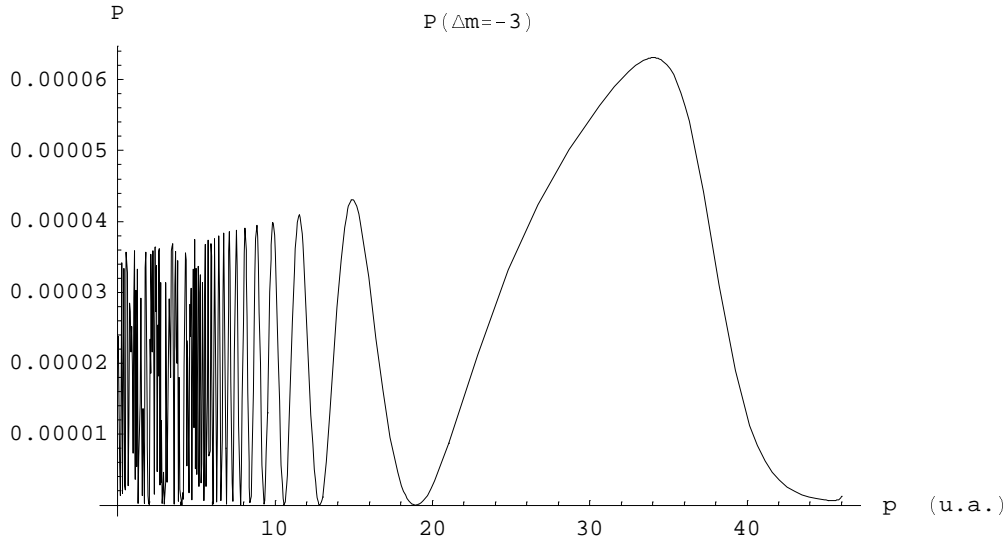


Figure 3.15 — Calcul de $P(\Delta m = -3)$ en fonction du paramètre d'impact p en u.a. pour $v_0 = 780 \text{ m.s}^{-1}$ et un angle $\theta = 12^\circ$.

comme nous le verrons dans le chapitre suivant, l'expérience "Christine" fonctionne maintenant avec des atomes ralentis d' Ar^* et une expérience de transitions van der Waals - Zeeman avec ces atomes ralentis va être mise en place prochainement. Il est donc important de prévoir comment la probabilité de transitions va évoluer en fonction de v_0 .

Dépendance des probabilités de transition dans le régime de Landau - Zener en fonction de la vitesse atomique initiale (v_0) et de l'angle θ .

Nous allons tout d'abord voir comment évolue la probabilité de transition à un angle θ donné (12°) en fonction de la vitesse v_0 . On prendra la probabilité $P(\Delta m = -1)$ pour illustrer ce comportement.

On voit clairement sur la figure 3.16 qu'à mesure que la vitesse diminue, la probabilité de transition augmente. On voit également qu'elle oscille de plus en plus : cela est dû aux différentes phases qui sont de plus en plus importante (il y a un facteur $1/v_0$ dans l'expression des phases (équation C.4)).

Voyons maintenant le comportement de la probabilité de transition en fonction de θ à v_0 fixée. Il est cependant important de nous souvenir que nous avons fait l'approximation des petits angles pour ce calcul. Un peu arbitrairement, nous allons poser une valeur maximale de l'angle θ qui respectera raisonnablement cette approximation ($\theta_{max} = 20^\circ \approx 0.349 \text{ rad}$, $\sin 0.349 \approx 0.342$ et $\cos 0.349 \approx 0.940$). On voit sur la figure 3.17 que la probabilité de transitions $P(\Delta m = -1, v_0 = 78 \text{ m.s}^{-1})$ augmente quand l'angle θ augmente. Les oscillations de phase restent inchangées car, dans notre approximation, θ n'intervient pas dans le facteur de phase (équation C.4).

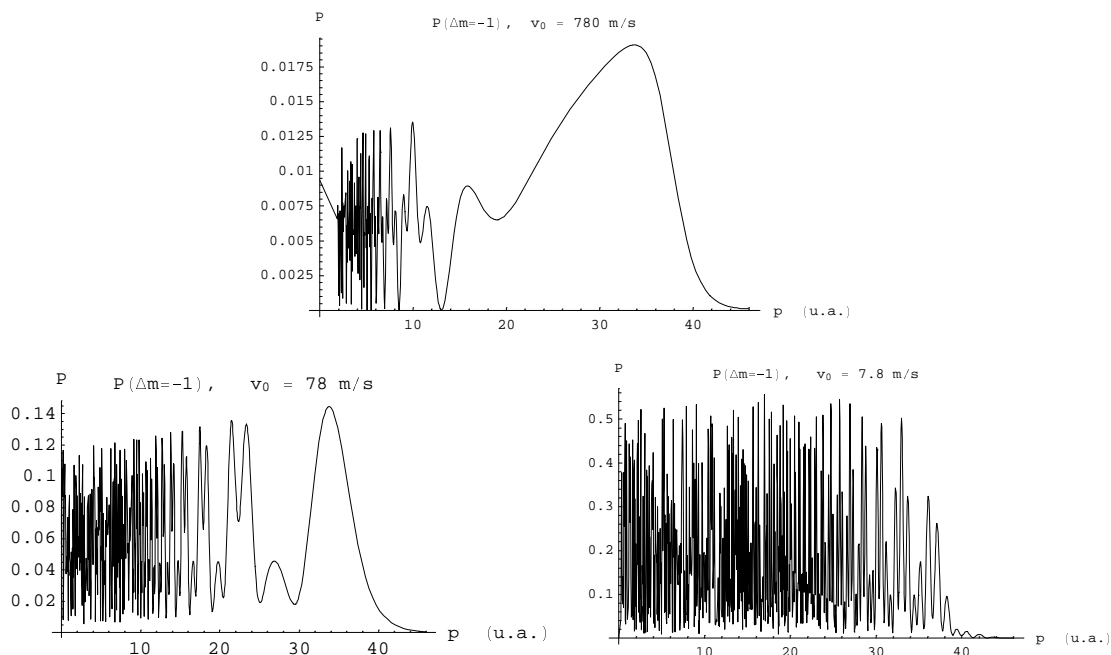


Figure 3.16 — $P(\Delta m = -1, \theta = 12^\circ)$ pour $v_0 = 780 \text{ m/s}$, $v_0 = 78 \text{ m/s}$ et $v_0 = 7.8 \text{ m/s}$. Plus la vitesse diminue, plus la probabilité de transition augmente et oscille rapidement (Noter les différentes échelles verticales).

Enfin, on résume ces deux dépendances de la probabilité de transitions $P(v_0, \theta)$ en la traçant en fonction de ces deux variables pour un paramètre d'impact p donné.

Pour $P(v_0, \theta, p = 40 \text{ u.a.})$, on voit sur la figure 3.18 ce que l'on a vu précédemment, c'est-à-dire que la probabilité de transitions augmente quand v_0 diminue et quand θ augmente. On peut tenter d'expliquer de façon très rudimentaire le comportement de cette probabilité. Il y a dans l'expression de $P(v_0, \theta, p = 40 \text{ u.a.})$ une somme de termes du type $P_i (1 - P_i)$, où $P_i = \exp(-\alpha_i)$ est la probabilité de transition à un croisement donné. Si on avait affaire à un problème à un seul croisement, le maximum de la probabilité de transition serait donné par $\alpha_i = \ln 2$. Si on considère de plus un croisement où le couplage est linéaire en θ , alors on a $\alpha \propto \theta^2/v_0$ et donc les maximums de probabilité se trouvent être sur des courbes du type $\theta \propto \sqrt{v_0}$. La situation est certainement bien plus compliquée dans notre cas (4 croisements différents dont le terme de couplage est parfois en θ^2) mais toujours est-il qu'on peut deviner sur la figure 3.18 une tendance du maximum de probabilité à suivre une loi en $\theta \propto \sqrt{v_0}$.

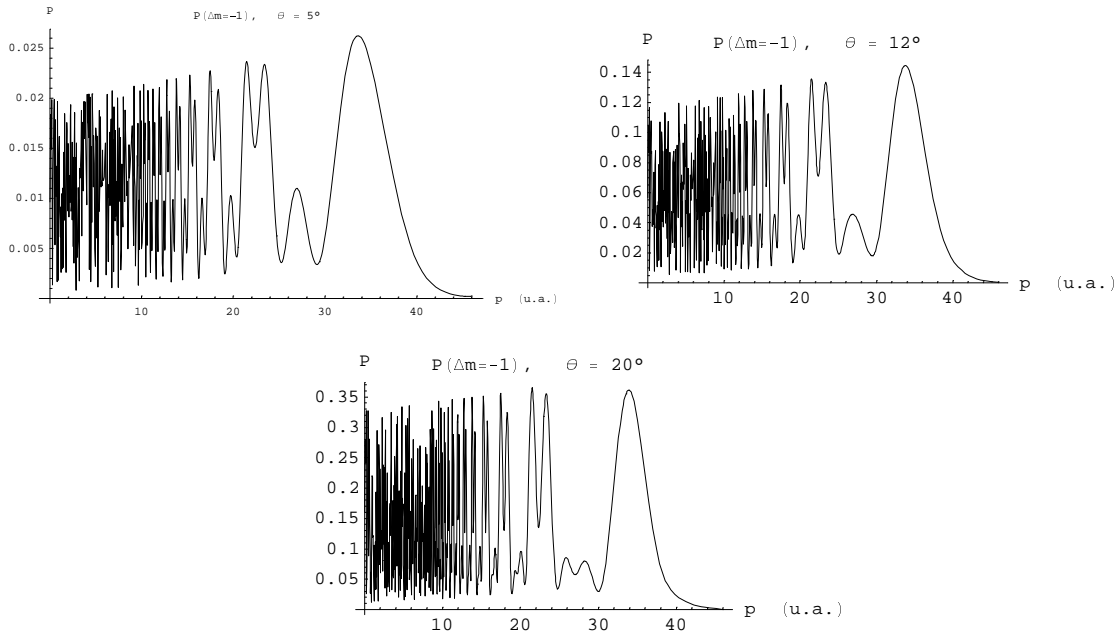


Figure 3.17 — $P(\Delta m = -1, v_0 = 78 \text{ m.s}^{-1})$ pour $\theta = 5^\circ$, $\theta = 12^\circ$ et $\theta = 20^\circ$. Plus l'angle θ augmente, plus la probabilité de transition augmente. Les oscillations de phase restent quant à elles identiques.

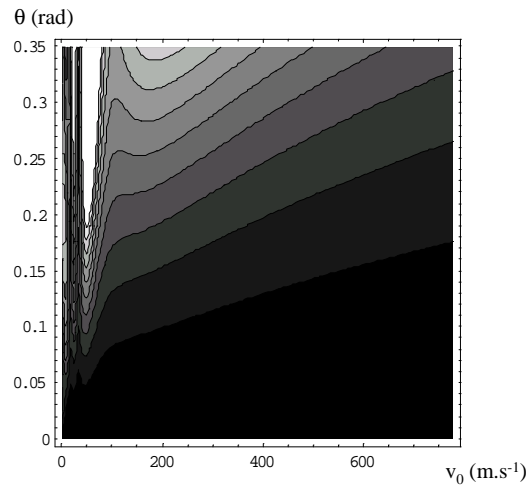


Figure 3.18 — $P(\Delta m = -1)$ pour $p = 40 \text{ u.a.}$ en fonction de v_0 (en m.s^{-1}) et de θ (en rad.)

3.4 Transitions van der Waals - Zeeman pour l'interférométrie atomique.

Nous allons examiner dans cette section les applications potentielles des transitions van der Waals - Zeeman à l'interférométrie atomique. On montrera d'abord comment

ces transitions constituent une séparatrice atomique modulable en angle et ensuite comment, à partir de ces transitions, on peut envisager de construire l'équivalent atomique d'un biprisme de Fresnel.

3.4.1 Séparatrice atomique modulable en angle.

On considère un atome de Ne^* dans l'état pur (${}^3P_2, |m = +1\rangle$) de la base Zeeman (quantifiée selon la direction de \vec{B}) s'approchant d'une surface métallique repérée par sa normale \vec{u}_N .

Nous avons vu dans les parties précédentes de ce chapitre que l'atome passant au voisinage de la surface peut changer d'état interne (transitions van der Waals - Zeeman) et être à la sortie de la collision avec la surface dans une superposition cohérente des états de la base Zeeman. Les transitions van der Waals - Zeeman constituent donc bien une séparatrice atomique.

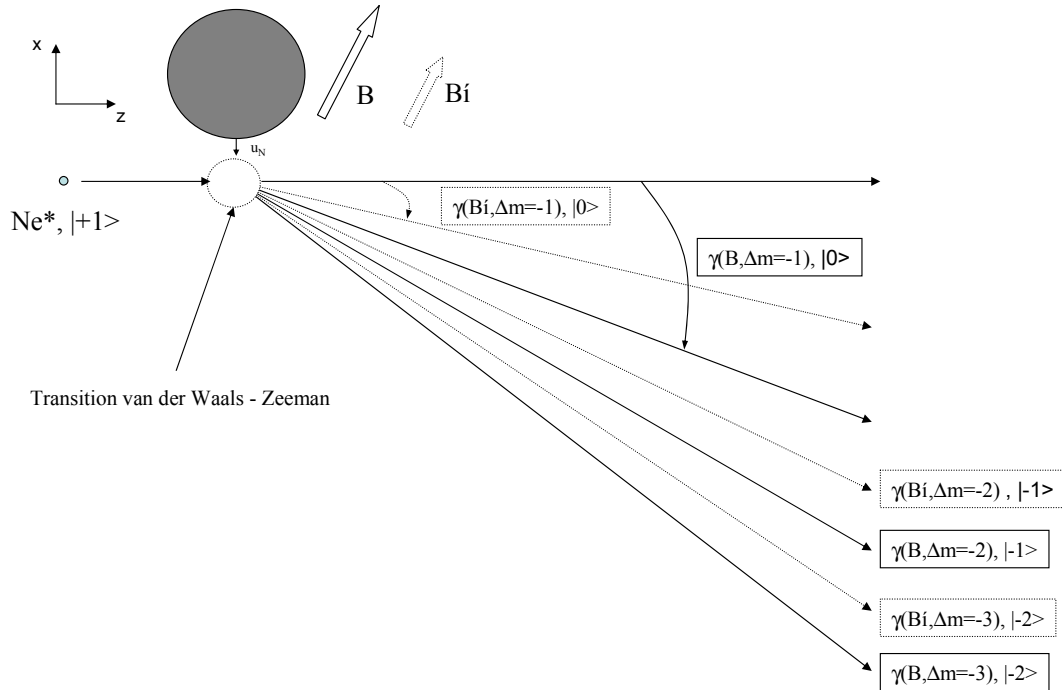


Figure 3.19 – Les transitions van der Waals - Zeeman comme séparatrice atomique modulable en angle. Traits pleins : déflexions pour un certain B ; traits pointillés : déflexions pour $B' < B$.

De plus, suivant la valeur du Δm de la transition, le partie correspondante du paquet d'onde est déviée à l'angle :

$$\gamma(B, \Delta m) \approx \sqrt{\frac{g_L \mu_B B \Delta m}{E_0}} \quad (3.74)$$

donc les différentes parties de la superposition cohérente (correspondant aux différents Δm) sont spatialement séparées.

Mais ce qui est très intéressant à remarquer, c'est que l'on peut modifier l'angle de séparation des paquets d'onde simplement en agissant sur l'intensité du champ magnétique B . Les transitions van der Waals - Zeeman constituent donc une séparatrice atomique modulable en angle. Sur la figure 3.19, on a schématisé le principe de cette séparatrice atomique pour un atome de $Ne^*, ^3P_2$ initialement dans l'état Zeeman $|+1\rangle$.

En ayant cette possibilité, on peut espérer pouvoir réaliser des interféromètres atomiques de grande aire, qui on le sait, sont d'autant plus sensibles aux effets inertiels tels que la gravitation ou la rotation.

3.4.2 Biprisme de Fresnel atomique.

Nous allons voir comment il semble possible de réaliser l'équivalent d'un biprisme de Fresnel pour les atomes en utilisant les transitions van der Waals Zeeman.

L'idée est simple : au lieu de considérer une seule surface qui permet à l'atome de faire une transition van der Waals - Zeeman, on en considère deux, proches l'une de l'autre. Ces surfaces peuvent être, par exemple, les deux bords d'une fente.

Soit w la distance entre ces deux surfaces. Supposons maintenant que la largeur de cohérence atomique L_{coh} soit suffisamment grande pour que l'atome passe suffisamment près des deux surfaces ($L_{coh} \geq w$) et subisse une transition van der Waals - Zeeman sur chaque surface. La surface du haut va dévier une partie du paquet d'onde vers le bas (d'un angle $-\gamma$) et la surface du bas va dévier une autre partie vers le haut ($+\gamma$) (voir figure 3.20). La partie déviée par le barreau du haut va accumuler une phase φ_h ("h" pour haut), l'autre une phase φ_b , puis les deux parties de fonction d'onde qui s'élargissent en se propageant vont se recouvrir à une certaine distance z_{rec} , donnant lieu à des interférences atomiques.

On peut voir ici les deux zones de transitions comme deux sources atomiques secondaires et cohérentes entre elles. La taille de ces deux sources est définie par l'épaisseur de la zone où les transitions van der Waals - Zeeman sont efficaces, c'est-à-dire qu'elle est très limitée. Dans le cas de Ne^* , nous avons vu, dans le modèle soudain comme dans l'approximation Landau - Zener, que les transitions van der Waals - Zeeman n'existaient que pour des paramètres d'impact inférieurs à $2 - 3 \text{ nm}$. De plus, comme nous le verrons plus tard, l'étroitesse de ces sources secondaires va impliquer un élargissement important des paquets d'onde diffractés par chacune, ce qui assurera leur recouvrement. Pour faire l'analogie avec l'optique classique, on peut voir cette expérience comme celle des fentes de Young (fentes du coup très étroites $\sim 2 - 3 \text{ nm}$) ou bien celle du biprisme de Fresnel qui serait préalablement diaphragmé par une même fente très étroite.

Nous n'avons pas encore pu faire cette expérience à cause principalement d'une trop petite largeur de cohérence atomique.

Mais, nous allons rapidement estimer, pour des conditions expérimentales raisonnables, la taille de l'interfrange que donnerait un tel interféromètre. Dans la perspective du ralentissement de Ar^* (voir chapitre 4), nous prenons l'atome d'argon pour

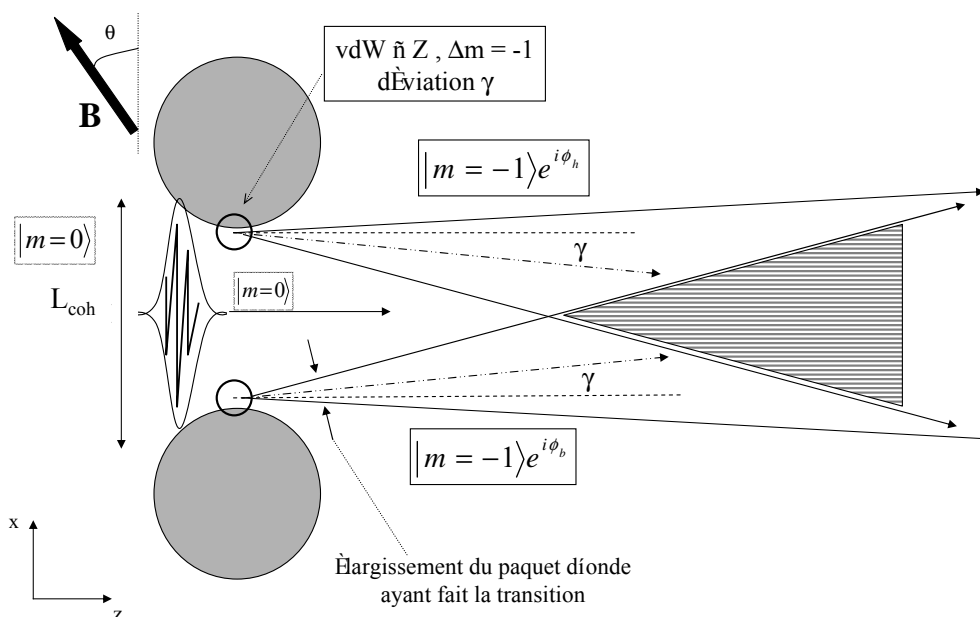


Figure 3.20 – Les transitions van der Waals - Zeeman utilisées pour réaliser un biprisme de Fresnel atomique. Le paquet d'onde incident couvre les deux bords d'une fente. Les paquets d'onde diffractés inélastiquement se recouvrent et interfèrent.

ce calcul succinct. On considère une fente d'un réseau de cuivre par exemple, de largeur $w = 5 \mu m$. On supposera qu'à une vitesse v_0 donnée, la largeur de cohérence atomique initiale L_{coh} est toujours supérieure à w ($L_{coh} \geq w$). Cela est parfaitement raisonnable puisque pour Ar^* à $v_0 = 56 m.s^{-1}$ on a, à une distance de $1.5 m$ de la source, $L_{coh} \approx 18 \mu m$. En effet, la largeur de cohérence est proportionnelle à la longueur d'onde atomique (théorème de van Cittert - Zernike, paragraphe 1.4.1) et donc inversement proportionnelle à la vitesse atomique. Ainsi, puisque pour des atomes de Ar^* à $v_0 = 560 m.s^{-1}$ on a $L_{coh} \approx 1.8 \mu m$ et $\lambda_{dB} = 0.018 nm$, pour des atomes à $v_0 = 56 m.s^{-1}$ on a $L_{coh} \approx 18 \mu m$ et $\lambda_{dB} = 0.18 nm$.

Si on ne tient pas compte de la déviation γ des rayons atomiques et que l'on suppose que ce biprisme agit comme deux fentes de Young séparées par la largeur w , alors l'interfrange angulaire est simplement donnée par $\Delta\theta = \lambda_{dB}/w$. En prenant $w = 5 \mu m$ et $\lambda_{dB} = 0.18 nm$, on trouve $\Delta\theta = 36 \mu rad$, ce qui, à une distance de $30 cm$ du biprisme, correspond à un interfrange de $10.8 \mu m$. Au vue des techniques de détection actuelles, un tel interfrange est *a priori* détectable. De plus, si on considère un réseau nanométrique $w = 100 nm$, l'interfrange à $30 cm$ devient $0.54 mm$ ce qui est très facilement détectable.

Condition de "fond noir" et intérêt de ce biprisme de Fresnel atomique.

Nous venons de voir que pour des conditions de ralentissement tout à fait raisonnables (Ar^* ralentis de 560 m.s^{-1} à 56 m.s^{-1} , fente de largeur $w = 5 \text{ }\mu\text{m}$), on pouvait obtenir à 30 cm du réseau, un interfrange observable de $5 \text{ }\mu\text{m}$. Cependant, il faut se rappeler que la zone de transitions van der Waals - Zeeman étant très étroite, le nombre d'atomes faisant la transition sera faible (et ce même si la probabilité de transition augmente aux basses vitesses). Sur la figure 3.20, il faut bien noter que le nombre d'atomes allant "tout droit", c'est-à-dire ne faisant pas la transition et restant dans $|m = 0\rangle$, sera quelques 10^3 plus élevé que celui des atomes qui nous intéressent (ayant fait la transition et se retrouvant de fait dans l'état $|m = -1\rangle$). Il n'est pas vraiment réaliste de vouloir observer le signal interférométrique des $|m = -1\rangle$ sur un tel fond de $|m = 0\rangle$. Il est donc essentiel, non seulement de polariser initialement le jet atomique dans l'état $|m = 0\rangle$ mais aussi de supprimer, après le réseau tous les atomes restés dans l'état $|m = 0\rangle$. La première opération (avant le biprisme, polarisation du jet dans $|m = 0\rangle$) peut se faire en utilisant un laser polarisé linéairement et accordé sur la transition ouverte (${}^3P_2 \leftrightarrow J = 2$) à $\lambda_{opt_1} = 801.5 \text{ nm}$. La seconde (après le biprisme, élimination des atomes restés en $|m = 0\rangle$) peut se faire en poussant ces atomes à l'aide d'un laser pousseur polarisé circulairement (σ^+) et accordé finement sur la transition fermée $|{}^3P_{2,m=0} \leftrightarrow J = 3\rangle$ à $\lambda_{opt_2} = 811.5 \text{ nm}$. En opérant ainsi, on peut espérer voir les franges d'interférences du biprisme de Fresnel atomique sur "fond noir".

L'intérêt de cet interféromètre atomique est avant tout d'être ... un interféromètre ! Il n'est en effet pas si simple de construire un interféromètre à atomes et celui là présente l'avantage d'être relativement facile à réaliser : il suffit en effet d'une fente (ou d'un réseau) et d'un champ magnétique appliqué dessus. Dans cette section, nous n'avons considéré que le déphasage géométrique des deux voies de l'interféromètre, il n'est cependant pas du tout exclu de déphaser une voie par rapport à l'autre par un potentiel extérieur. On peut notamment penser à utiliser un troisième barreau (surface métallique ou diélectrique) pour déphaser une voie de l'interféromètre par l'action du potentiel de van der Waals et ainsi être sensible à ce potentiel avec une précision interférométrique. En éloignant au fur et à mesure ce barreau de la voie concernée, on peut ainsi envisager de mesurer l'effet du potentiel Casimir - Polder [53] (van der Waals retardé) sur la figure d'interférence et peut-être ainsi suivre la transition van der Waals \rightarrow Casimir. Notons que le déphasage dû à l'interaction de van der Waals sur un bras d'interféromètre a déjà été observé sur un signal interférométrique [54] mais pas encore celui dû à l'interaction de Casimir. De plus, l'interféromètre utilisé dans cette expérience consistait en trois réseaux par transmission plus un quatrième pour créer le déphasage van der Waals, ce qui est beaucoup plus complexe que l'interféromètre proposé ici.

Signalons également que dans sa version de base, l'interféromètre que nous proposons ici n'est pas fermé (on ne recombine pas la fonction d'onde dans la zone de recouvrement) donc il ne sera pas sensible à la gravitation ou à la rotation mais là n'était pas notre but. Il serait d'ailleurs facile, du moins en principe, de le fermer, en utilisant par exemple un réseau par transmission.

Sonder van der Waals à très courte distance. Nanoscope.

Nous allons maintenant exposer une application potentielle très intéressante de ce biprisme de Fresnel atomique. L'idée est d'utiliser l'interféromètre pour sonder l'interaction inélastique de van der Waals à très courte distance et d'obtenir des informations précises sur la dépendance de cette interaction en fonction du paramètre d'impact et ce pour des paramètres d'impact inférieurs ou égaux à quelques nanomètres ($\rho \leq 3 \text{ nm}$). Notons au passage, que des méthodes de spectroscopies optiques ont déjà permis d'étudier l'interaction scalaire de van der Waals à des courtes distances (20 à 70 nm) [55] mais que l'originalité de l'application que nous proposons ici est d'étudier la partie non scalaire du potentiel de van der Waals qui agit à des distances encore plus petites.

Pour cela, nous allons calculer la figure d'interférences donnée par le biprisme de Fresnel atomique en régime de Fraunhofer, dans lequel la figure de diffraction est purement angulaire. Dans ce régime, si on considère un objet diffractant dont la fonction de transmission est $T(x)$ éclairé par une onde quasi monochromatique de nombre d'onde $k = 2\pi/\lambda$, alors l'amplitude de l'onde diffractée à l'angle θ ($F(\theta)$) est donnée par :

$$F(\theta) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} T(x)e^{ik\theta x} dx \quad (3.75)$$

Dans notre cas, la fonction de transmission est l'amplitude de la probabilité de transition van der Waals - Zeeman. Le calcul de cette amplitude de transition, dans le modèle Landau - Zener comme dans le modèle de l'approximation soudaine, nous a montré que le paramètre d'impact maximal pour lequel l'amplitude de la probabilité transition vdW - Z est non négligeable est de l'ordre de 3 nm. De plus, nous avons vu que l'amplitude de probabilité de transition est un nombre complexe et avons remarqué qu'il y a des oscillations de phases de cette amplitude de transition en fonction du paramètre d'impact.

Ainsi, dans un modèle très simple et dont le seul but est de démontrer l'intérêt de principe du biprisme de Fresnel atomique, on peut supposer que l'amplitude de probabilité de transition van der Waals - Zeeman en fonction du paramètre d'impact ρ par une fonction du type :

$$h(\rho) = e^{i\Omega\rho} \quad (3.76)$$

où Ω est la pulsation des oscillations de phases et on prendra $\Omega < 0$ pour obtenir le bon signe de la déviation atomique (potentiel répulsif). On notera ϵ la portée d'action du potentiel non scalaire de van der Waals et on supposera que $h(\rho) = e^{i\Omega\rho}$ si $\rho \leq \epsilon$ et $h(\rho) = 0$ si $\rho > \epsilon$.

On a rappelé le principe du biprisme de Fresnel atomique basé sur les transitions van der Waals - Zeeman sur la figure 3.21 a). Les notations utilisées pour le calcul de la figure d'interférences sont présentées sur la figure 3.21 b).

Dans le calcul du signal interférométrique, on supposera la condition de "fond noir" respectée, c'est-à-dire que le signal dû à des atomes directement transmis (n'ayant pas fait la transition vdW - Z) est nul. Cela correspond, en optique lumineuse, à ne regarder que l'image diffractive de l'objet, technique dénommée "strioscopie".

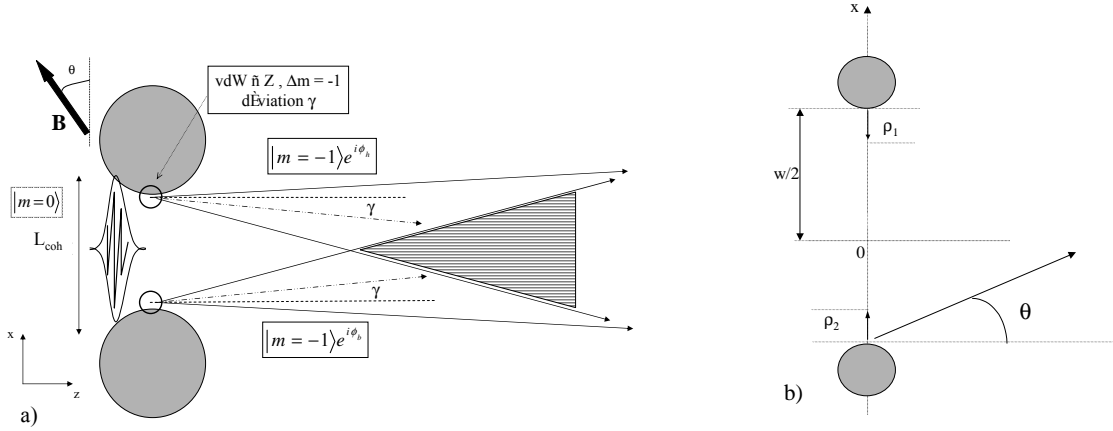


Figure 3.21 — a) Rappel du principe du biprisme de Fresnel atomique : un paquet d'onde dont la largeur de cohérence L_c est supérieure à la taille de la fente w effectue une transition van der Waals - Zeeman sur le barreau supérieur et sur le barreau inférieur. Les deux amplitudes cohérentes se recouvrent et interfèrent. b) Notations utilisées pour le calcul du signal interférométrique.

On appelle $A_1(\theta)$ l'amplitude de diffraction due à la partie du paquet d'onde incident faisant une transition vdW - Z sur le barreau du haut de la fente. En régime de Fraunhofer, on a donc que :

$$A_1(\theta) = \int_{+w/2-\epsilon}^{+w/2} e^{i\Omega(w/2-x)} e^{ik\theta x} dx \quad (3.77)$$

où $w/2$ est la demi-largeur de la fente.

En faisant le changement de variables $\rho_1 = w/2 - x$, l'intégrale se calcule facilement et on trouve rapidement que :

$$A_1(\theta) = \epsilon e^{i\frac{k\theta w}{2}} e^{i\frac{(\Omega-k\theta)\epsilon}{2}} \frac{\sin(\Omega - k\theta)\epsilon/2}{(\Omega - k\theta)\epsilon/2} \quad (3.78)$$

On notera que, si on prend le module au carré de cette expression, on retrouve le résultat bien connu en optique de la diffraction d'une fente unique qui est donnée par une fonction de type $|\frac{\sin X}{X}|^2$. Cependant, ici, le profil angulaire n'est pas centré en $\theta = 0$ mais à l'angle $\theta_1 = \Omega/k$. On remarquera que la déviation angulaire (le fait que la figure de diffraction ne soit pas centrée en 0) est directement liée à Ω d'où l'on peut conclure que ce sont les oscillations de phases de l'amplitude de probabilité de transition vdW - Z qui induisent la déviation angulaire d'un atome ayant fait la transition. De plus, dans ce modèle simple, on remarque que la mesure de θ_1 (angle du maximum de la figure de diffraction donnée par un seul barreau) permet, connaissant la valeur de $k = 2\pi/\lambda_{dB}$ (nombre d'onde atomique longitudinal), de déterminer Ω .

$A_2(\theta)$ est l'amplitude de diffraction due à la partie du paquet d'onde incident faisant une transition vdW - Z sur le barreau du bas de la fente et est donnée par :

$$A_2(\theta) = \int_{-w/2}^{-w/2+\epsilon} e^{i\Omega(w/2+x)} e^{ik\theta x} dx \quad (3.79)$$

En faisant le changement de variables $\rho_2 = w/2 + x$, on trouve :

$$A_2(\theta) = \epsilon e^{i\frac{-k\theta w}{2}} e^{i\frac{(\Omega+k\theta)\epsilon}{2}} \frac{\sin(\Omega+k\theta)\epsilon/2}{(\Omega+k\theta)\epsilon/2} \quad (3.80)$$

On pourra remarquer que $A_2(\theta) = A_1(-\theta)$.

Puisque les amplitudes $A_1(\theta)$ et $A_2(\theta)$ sont cohérentes (c'est le même paquet d'onde qui diffracte sur le barreau du haut et celui du bas), l'amplitude totale de diffraction $A(\theta)$ est :

$$A(\theta) = A_1(\theta) + A_2(\theta) \quad (3.81)$$

d'où l'on tire directement le signal interférométrique du biprisme de Fresnel atomique :

$$\begin{aligned} |A(\theta)|^2 &= |A_1(\theta) + A_2(\theta)|^2 \\ &= |A_1(\theta)|^2 + |A_2(\theta)|^2 + 2|A_1(\theta)||A_2(\theta)| \cos(\varphi_2 - \varphi_1) \end{aligned} \quad (3.82)$$

où $\varphi_2 - \varphi_1$ est la différence de phases entre les amplitudes $A_2(\theta)$ et $A_1(\theta)$. Cette différence de phases se calcule facilement et on trouve :

$$\varphi_2 - \varphi_1 = k\theta(w - \epsilon) \quad (3.83)$$

Ainsi, l'interfrange angulaire $\Delta\theta$ entre deux franges brillantes de signal est donné en valeur absolue par :

$$|k\Delta\theta(w - \epsilon)| = 2\pi \quad (3.84)$$

d'où l'on tire :

$$\begin{aligned} \Delta\theta &= \frac{2\pi}{k(w - \epsilon)} \\ &= \frac{\lambda_{dB}}{w - \epsilon} \end{aligned} \quad (3.85)$$

où λ_{dB} est la longueur d'onde atomique longitudinale.

Ainsi, on voit qu'en mesurant l'interfrange angulaire, puisque l'on connaît la longueur d'onde atomique et la taille w de la fente, on peut, à partir du signal interférométrique du biprisme de Fresnel atomique, déterminer ϵ qui est, dans notre modèle simple, la portée de l'amplitude de probabilité de transition van der Waals - Zeeman.

On voit que pour, un modèle ultra simplifié de l'amplitude de probabilité de transition van der Waals Zeeman en fonction du paramètre d'impact (on a supposé qu'elle

était de la forme $h(\rho) = e^{i\Omega\rho}$ et agissait sur une portée ϵ), l'analyse du signal donné par le biprisme de Fresnel atomique permet de déterminer Ω et ϵ qui sont les paramètres représentatifs de $h(\rho)$.

En réalité, l'amplitude de probabilité de transition est bien plus compliquée que la fonction $h(\rho)$ (voir le calcul Landau - Zener, paragraphe 3.3.2). Une analyse plus fine de la figure d'interférence est nécessaire pour " remonter " à l'amplitude de probabilité de transition vdW - Z. Cependant, le calcul simple que nous avons exposé a pour seul but de montrer que la figure d'interférences du biprisme de Fresnel atomique contient beaucoup d'informations sur l'amplitude de probabilité de transition vdW - Z, c'est-à-dire sur l'interaction non scalaire van der Waals entre l'atome métastable et la surface qui a lieu à des échelles nanométriques. Cela me paraît être une enthousiasmante perspective de l'utilisation possible des transitions van der Waals - Zeeman que nous avons exposées dans ce chapitre.

Chapitre 4

Ralentissement du jet supersonique d'atomes d'argon métastables ($Ar^*, {}^3P_2$).

Le dernier chapitre de ce manuscrit est consacré au ralentissement du jet supersonique de Ar^* . Le projet de ralentir les atomes d'argon métastables remonte à avant le début de ma thèse mais la découverte du jet superfin d'atomes de gaz rares métastables par échange de métastabilité et les expériences que cette découverte a permis de réaliser (chapitres précédents) en ont repoussé le démarrage. Les motivations à ce ralentissement sont nombreuses. La première est l'étude de l'évolution du comportement du jet supersonique au cours du ralentissement. Comment évoluent la distribution de vitesses (étroite au départ) et les propriétés de cohérence? Cette étude n'a jamais été vraiment menée (en tous cas pas pour des jets supersoniques de gaz rares ralentis par un ralentisseur Zeeman) car, en général, les équipes ralentissant les atomes veulent charger un piège magnéto - optique (MOT) et leur principal but est donc d'atteindre une vitesse suffisamment faible ($\sim 30 \text{ m.s}^{-1}$) pour que les atomes soient piégés. Les atomes métastables permettant de faire facilement des études en temps de vol et étant détectables en position, l'étude du ralentissement que nous pouvons faire porte à la fois sur la distribution spatiale (détection en position) et la distribution temporelle ou distribution de vitesses (temps de vol).

En plus de cette étude, l'intérêt principal du ralentissement est bien sûr d'augmenter la longueur d'onde atomique puisque la longueur d'onde de de Broglie est inversement proportionnelle à la vitesse. De même, d'après le théorème de van Cittert - Zernike (section 1.4.1), la largeur de cohérence d'une source atomique est directement proportionnelle à λ_{dB} , le ralentissement des atomes permet donc de gagner sur ce point important et de réaliser des expériences d'optique atomique nouvelles (biprisme atomique de Fresnel) ou dans de bien meilleures conditions (diffraction par nano-réseaux par transmission ou diffraction par micro-réseaux par réflexion). Enfin, dans des expériences du type transitions van der Waals - Zeeman, on a vu que la probabilité de transition augmente sensiblement quand la vitesse initiale diminue.

Pour toutes ces raisons, nous avons donc mis en place sur l'expérience "Christine" un ralentisseur Zeeman permettant de ralentir le jet supersonique d' Ar^* initialement distribué autour de $v_0 = 560 \text{ m.s}^{-1}$ à des vitesses finales que l'on peut faire varier de 275 m.s^{-1} à quelques m.s^{-1} .

Dans ce chapitre, nous rappellerons tout d'abord le principe du ralentissement Zeeman que nous appliquerons au cas de Ar^* . Ensuite nous donnerons quelques précisions expérimentales notamment sur le laser utilisé pour ce ralentissement et sur la détection en temps de vol. Puis nous montrerons les résultats expérimentaux des premiers spectres de temps de vol d'atomes ralentis obtenus. Enfin, nous exposerons une première expérience que nous avons faite avec ces atomes ralentis, à savoir l'étude en temps de vol de l'échange de métastabilité pour des énergies relatives entre atomes d'argon au fondamental et atomes d'argon métastables (3P_2) variant entre 10 et 24 meV .

4.1 Principe du ralentissement Zeeman appliqué au cas de Ar^* et réalisation.

4.1.1 Principe général et calcul du champ magnétique.

La technique du "ralentisseur Zeeman" qui permet de décélérer un jet atomique à l'aide d'un laser bien accordé en fréquence et d'un champ magnétique variant spatialement est notamment due à William D. Phillips [36] et a été l'un des travaux qui lui valurent le prix Nobel en 1997 (prix partagé avec Steven Chu et Claude Cohen - Tannoudji).

L'idée générale pour le ralentissement d'un jet atomique est d'utiliser la force radiative d'un laser résonant et contre-propageant par rapport aux atomes. Mais, à mesure que les atomes ralentissent, à cause de l'effet Doppler, le laser n'est plus résonant avec les atomes. Cependant, en mettant le long de la trajectoire un champ magnétique adapté, on peut compenser le décalage Doppler en décalant les niveaux atomiques grâce à l'effet Zeeman et maintenir ainsi, tout au long du ralentisseur, la condition de résonance entre la lumière et les atomes.

Pour le cas de l'argon métastable 3P_2 , nous considérerons la transition fermée entre ce niveau et un niveau $J = 3$ à $\lambda_0 = 811.531 \text{ nm}$.

Nous allons supposer que les atomes 3P_2 sont initialement polarisés dans l'état Zeeman $m_i = +2$, que la lumière est polarisée σ^+ ($\Delta m = 1$) et que donc la transition s'effectue entre les seuls deux niveaux ($^3P_2, m_i = 2$) et ($J = 3, m_f = 3$). Cette hypothèse d'une transition à deux niveaux est tout à fait raisonnable car, avant d'entrer dans le ralentisseur Zeeman, les atomes 3P_2 sont pompés optiquement dans l'état $m_i = +2$. En effet, initialement, les cinq sous-niveaux Zeeman de l'état 3P_2 sont statistiquement peuplés. Rappelons que la polarisation de la lumière est σ^+ et que donc les seules transitions possibles sont celles de $\Delta m = +1$. Etant donné les facteurs de Landé du niveau initial ($g_i = 1.506$) et final ($g_f = 1.338$), il est simple de montrer que, pour une valeur donnée du champ magnétique, la fréquence (ou l'énergie) de la transition $m_i = -2 \rightarrow m_f = -1$ est plus grande que la fréquence de la transition

$m_i = -1 \rightarrow m_f = 0$, qui elle-même est plus grande que la fréquence de la transition $m_i = 0 \rightarrow m_f = +1$ et ainsi de suite. Or, la fréquence laser est choisie de sorte que la transition soit résonante pour une valeur donnée B_0 du champ magnétique à l'entrée du ralentisseur Zeeman. Bien évidemment, avant l'entrée du ralentisseur, il existe un champ magnétique "de fuite" qui tend vers zéro à mesure que l'on s'éloigne de l'entrée du ralentisseur. Inversement, à mesure que l'on s'en approche, la valeur du champ de fuite augmente. Ainsi, l'écart énergétique d'une transition $m_i \rightarrow m_f = m_i + 1$ augmente à mesure que l'atome s'approche de l'entrée du ralentisseur et par conséquent, la première transition qui sera à résonance avec le laser (dont la fréquence est fixe) est celle dont la fréquence (ou l'énergie) est la plus proche de la fréquence laser. C'est la transition $m_i = -2 \rightarrow m_f = -1$. Lorsque les atomes se rapprochent un peu plus de l'entrée du ralentisseur, c'est la transition $m_i = -1 \rightarrow m_f = 0$ qui est résonante et ainsi de suite jusqu'à ce que le champ magnétique atteigne la valeur B_0 (entrée du ralentisseur) où c'est la transition $m_i = +2 \rightarrow m_f = +3$ qui est résonante. On a là un schéma typique de pompage optique qui, grâce au champ magnétique de fuite du ralentisseur, va polariser les atomes (avant leur entrée dans le ralentisseur) dans l'état ($^3P_2, m_i = +2$).

On a représenté sur la figure 4.1 le principe du ralentisseur Zeeman.

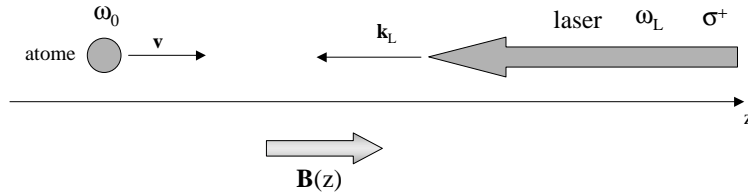


Figure 4.1 – Principe du ralentisseur Zeeman

Le jet atomique se propage dans la direction z , axe sur lequel règne un champ magnétique $B(z)$ (voir figure 4.1). Soient $\hbar \omega_0$ l'énergie de la transition pour un champ magnétique nul, ω_L la pulsation de la lumière laser et $B(z)$ la valeur du champ magnétique à l'abscisse z . Dans un champ magnétique non nul, l'énergie de la transition est donc $\hbar \omega_0 + (m_f g_f - m_i g_i) \mu_B B$ où g_i et g_f sont les facteurs de Landé du niveau 3P_2 et du niveau $J = 3$ (leurs valeurs sont données sur la figure 4.2). La fréquence de la lumière "vue" par l'atome se déplaçant vers les z positifs à la vitesse $\vec{v}(z)$ est donc $\omega_L - \vec{k}_L \cdot \vec{v}(z)$ (effet Doppler). Pour maintenir la condition de résonance entre l'atome et la lumière, il faut donc satisfaire la relation 4.1.

$$\begin{aligned} \hbar \omega_0 + (m_f g_f - m_i g_i) \mu_B B &= \hbar(\omega_L - \vec{k}_L \cdot \vec{v}(z)) \\ \omega_0 + \frac{(m_f g_f - m_i g_i) \mu_B B}{\hbar} &= \omega_L + k_L v(z) \end{aligned} \quad (4.1)$$

En posant $\delta_L = (\omega_L - \omega_0)/2\pi$ (quantité que l'on appellera désormais le désaccord (ou " detuning " en anglais) et qui correspond au décalage (en fréquence et non en pulsation) entre la fréquence propre de la transition et la fréquence du laser) et en utilisant le fait que $k_L = 2\pi/\lambda_L$, on peut écrire l'évolution de la vitesse le long de z comme ceci :

$$v(z) = \lambda_L \left(\frac{(m_f g_f - m_i g_i) \mu_B B(z)}{h} - \delta_L \right) \quad (4.2)$$

où l'on remarque la chose importante que, en fonction de z , la vitesse suit le profil du champ magnétique $B(z)$. Autrement dit, la condition de résonance implique que $v(z)$ suive $B(z)$.

Nous voulons ralentir les atomes, ce qui veut dire que nous voulons une accélération ($\frac{dv}{dt}$) négative, c'est-à-dire :

$$\frac{dv(z)}{dz} < 0 \quad (4.3)$$

ce qui pour la lumière laser polarisée en σ^+ ($m_f g_f - m_i g_i > 0$) implique que :

$$\frac{dB(z)}{dz} < 0 \quad (4.4)$$

Pour pouvoir caractériser le ralentissement le long du ralentisseur Zeeman, il nous faut exprimer la force (due au laser) que subissent les atomes. On supposera que la condition de résonance est toujours respectée et le module de la force radiative peut s'écrire [56] :

$$F(z, v) = \frac{\hbar k_L \Gamma}{2} \frac{s_0}{1 + s_0 + \frac{4(2\pi\delta_L + kv - (m_f g_f - m_i g_i) \mu_B B(z)/\hbar)^2}{\Gamma^2}} \quad (4.5)$$

où Γ est la largeur de la transition (en 2π MHz), $s_0 = I/I_0$ est le paramètre de saturation où I est l'intensité du laser et I_0 est l'intensité de saturation définie par :

$$I_0 = \frac{\Gamma \hbar \omega_0^3}{12\pi c^2} \quad (4.6)$$

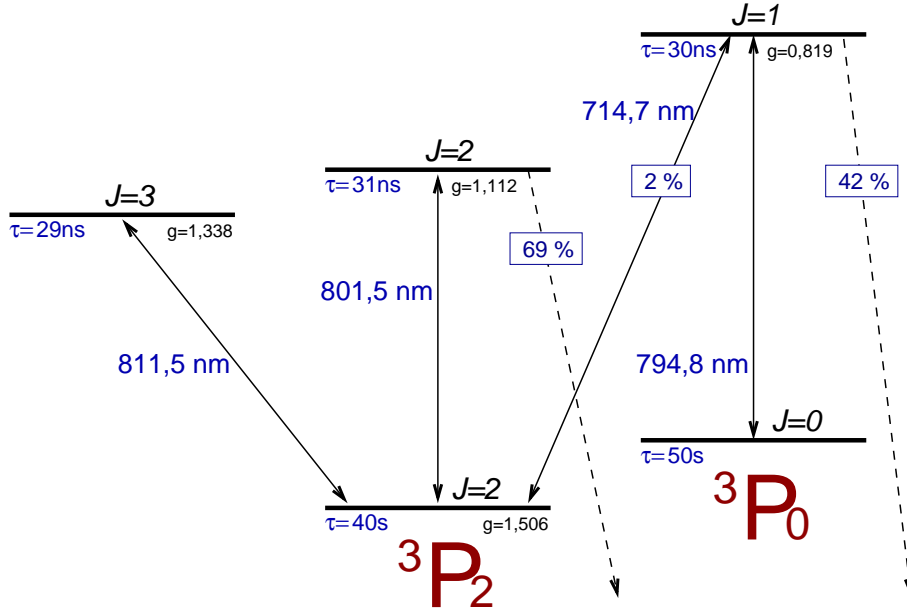
Pour simplifier, on va étudier seulement le cas où l'on sature la transition, c'est-à-dire que l'intensité I du laser est nettement supérieure à l'intensité de saturation I_0 . Expérimentalement, cela est très facilement réalisable vu la valeur de I_0 (1.4 mW/cm²) et le laser que nous utilisons (voir paragraphe 4.2 sur le système laser).

Ainsi, puisque $I \gg I_0$, on peut déduire de l'équation 4.5, une force maximale et constante subie par les atomes qui est :

$$F_{max} = \hbar k_L \frac{\Gamma}{2} = M a_{max} \quad (4.7)$$

où M est la masse de l'argon et a_{max} l'accélération maximale (et constante) que le laser peut infliger aux atomes.

On peut dès à présent estimer la longueur minimum du ralentisseur Zeeman (z_{min}). Pour cela, il suffit d'appliquer le théorème de l'énergie cinétique avec F_{max} . En notant



$\lambda_{air}(nm)$	$\Delta E(eV)$	$\tau(ns)$	Γ	probabilité (%)	$I_0(mW/cm^2)$
811.531	1.527	27	$2\pi \times 5.8 (MHz)$	100	1.4

Figure 4.2 – Quelques transitions utiles pour les niveaux 3P_2 et 3P_0 de Ar^* [39]. Données sur la transition fermée $^3P_2 \leftrightarrow J = 3$ à 811.531 nm. ΔE est l'énergie de la transition. τ est le temps de vie dans l'état $J = 3$ (l'atome retombe dans l'état 3P_2). $\Gamma = 1/\tau$ est la largeur en pulsation de la transition. La "probabilité" indique la probabilité qu'a un atome dans l'état $J = 3$ de retomber dans l'état 3P_2 .

v_i la vitesse initiale de l'atome et v_f la vitesse à la fin du ralentisseur, le théorème de l'énergie cinétique s'écrit :

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}M(v_f^2 - v_i^2) &= \int_0^{z_{min}} \vec{F}_{max} \cdot \vec{u}_z dz \\ &= -M a_{max} z_{min} \end{aligned} \quad (4.8)$$

d'où l'on tire directement :

$$z_{min} = \frac{v_i^2 - v_f^2}{2 a_{max}} \quad (4.9)$$

En utilisant la relation 4.7 et les données du tableau de la figure 4.2, on trouve que $a_{max} = 2.24 \cdot 10^5 m.s^{-2}$. On prend $v_i = 560 m.s^{-1}$ (c'est la vitesse la plus probable des atomes d'argon dans le jet supersonique) et si l'on considère un ralentissement parfait ($v_f = 0$), on trouve $z_{min} = 70 cm$. C'est une première information importante que la longueur du ralentisseur Zeeman soit au moins de 70 cm.

On sent bien que cette valeur correspond au cas idéal et qu'il va falloir nous donner une marge de sécurité pour l'élaboration de l'objet lui-même. Un des critères à exploiter pour caractériser cette marge de sécurité est ce que l'on appelle "l'accrochage". Il faut que la décélération de l'atome soit due au laser et non pas à d'autres forces. Or comme nous l'indique l'équation 4.4, la technique du ralentisseur Zeeman est basée sur un champ magnétique qui varie dans l'espace (selon z). Ceci implique qu'il y a un gradient magnétique le long de z et donc des forces magnétiques. Pour le bon fonctionnement du ralentisseur Zeeman, il faut que la décélération maximale que peut communiquer le laser aux atomes soit plus importante que celle dues aux forces magnétiques. On peut écrire cette condition de la façon suivante :

$$\begin{aligned} \frac{dv(z)}{dt} &< a_{max} \\ \frac{dv^2(z)}{dz} &< 2 a_{max} \end{aligned} \quad (4.10)$$

Or, $v(z)$ et $B(z)$ étant linéairement reliés par l'équation 4.2, la condition 4.10 impose une condition sur le gradient de $B(z)$. Autrement dit, d'après 4.4, le champ magnétique doit diminuer quand z augmente, mais cette variation ne doit pas être trop abrupte afin de toujours respecter 4.10. Pour s'assurer du respect de cette condition, on introduit un coefficient de sécurité η , défini par $a'_{max} = \eta a_{max}$ et on utilise a'_{max} dans 4.10. Ce procédé de sécurité permet de toujours respecter la condition donnée par l'inégalité 4.10 même si par hasard (par malheur!), certains gradients de champ magnétique se révélaient être plus importants (après construction du ralentisseur) que ceux initialement prévus.

Etant donné ce coefficient de sécurité, nous devons calculer une nouvelle longueur minimum z'_{min} . De plus, pour cette application numérique, nous allons prendre une vitesse initiale $v_i = 600 \text{ m.s}^{-1}$ pour nous assurer que nous pouvons ralentir toute la distribution de vitesses (la distribution du jet supersonique de métastables primaires (non échangés) est de 8 %, et $560 + 0.08 \cdot 560 \approx 600 \text{ m.s}^{-1}$). En utilisant 4.9 et un coefficient de sécurité de 85 % ($\eta = 0.85$), on trouve $z'_{min} = 94.5 \text{ cm}$.

Il s'agit donc maintenant de déterminer le profil $B(z)$ adapté au ralentissement de Ar^* . D'après l'équation 4.9, on a :

$$z'_{min} = \frac{v_i^2 - v_f^2}{2 a'_{max}} \quad (4.11)$$

et, à un z quelconque du ralentisseur, on a :

$$z = \frac{v_i^2 - v(z)^2}{2 a'_{max}} \quad (4.12)$$

De ces deux dernières équations, on tire :

$$\frac{z}{z'_{min}} = \frac{1 - v(z)^2/v_i^2}{1 - v_f^2/v_i^2} \quad (4.13)$$

d'où découle une nouvelle expression de $v(z)$:

$$v(z) = v_i \sqrt{1 - \frac{z}{z'_{min}} \left(1 - \frac{v_f^2}{v_i^2}\right)} \quad (4.14)$$

En identifiant l'expression 4.14 à 4.2, on trouve le profil du champ magnétique en fonction de z :

$$B(z) = \frac{h\lambda_L\delta_L}{(m_f g_f - m_i g_i)\mu_B} + \frac{h}{(m_f g_f - m_i g_i)\mu_B} v_i \sqrt{1 - \frac{z}{z'_{min}} \left(1 - \frac{v_f^2}{v_i^2}\right)} \quad (4.15)$$

L'équation 4.15 permet donc de calculer le profil de champ magnétique à réaliser pour ralentir les atomes. Notons que ce profil n'est pas le seul permettant le ralentissement. En effet, tout $B(z)$ qui respecte la condition d'accrochage et dont la valeur initiale est supérieure à celle nécessaire pour compenser l'effet Doppler de la vitesse initiale permet de ralentir les atomes. Ici, ce que nous faisons est de calculer le profil minimal (correspondant à une accélération a_{max} constante) et de nous donner la marge de sécurité η .

Pour le $B(z)$ que nous avons choisi (équation 4.15), les données numériques sont pratiquement toutes dans le tableau de la figure 4.2 (sauf le magnéton de Bohr qui vaut $\mu_B = 9.274 \cdot 10^{-28} J.G^{-1}$). On remarquera que le coefficient $m_f g_f - m_i g_i = 1.002$ ($m_i = 2$, $m_f = 3$), c'est-à-dire qu'on peut très raisonnablement le prendre égal à 1 dans l'expression 4.15. Enfin, nous allons calculer un profil $B(z)$ qui donne une vitesse finale nulle ($v_f = 0$) pour une vitesse initiale $v_i = 600 m.s^{-1}$. Dans ces conditions, avec $\lambda_L = 811.531 nm$, on trouve :

$$B(z) = 0.714 \delta_L (MHz) + 528.2 \sqrt{1 - \frac{z}{0.945}} \quad (4.16)$$

qui donne B en *Gauss* pour z en m et δ_L en MHz .

On a représenté sur la figure 4.3 la fonction de $B(z)$ pour un désaccord en fréquence nul ($\delta_L = 0$).

On aurait *a priori* envie de dire que ce profil à désaccord en fréquence nul est tout à fait acceptable. On part d'une valeur de B raisonnable (583 G) pour finir à $B = 0$. Mais c'est justement cette fin à B strictement nul qui pose problème. En effet, au-delà du bobinage, le champ magnétique réel tend vers zéro d'une façon mal contrôlable et il n'est techniquement pas facile de le faire passer par zéro à une abscisse bien déterminée. Ainsi, dans une telle configuration, la valeur du champ magnétique final ne sera pas bien connue et les atomes sortiront de la résonance à une abscisse z mal définie et donc à une vitesse mal définie. Cet aspect est d'autant plus dommageable que c'est en fin de ralentisseur Zeeman que s'effectue la plus grande contribution au ralentissement. En effet, on voit bien sur la figure 4.3 que c'est en fin de ralentisseur que la fonction $B(z)$ décroît le plus rapidement ; il en est de même pour la vitesse atomique d'après l'équation 4.2.

Pour mieux contrôler le décrochement en fin de ralentisseur Zeeman, il est préférable d'opérer à un désaccord en fréquence non nul. Dans l'équation 4.16, on voit que mettre

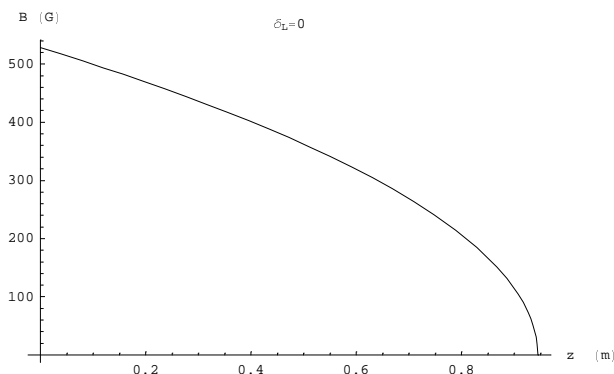


Figure 4.3 – $B(z)$ en Gauss avec z en m pour un désaccord en fréquence nul ($\delta_L = 0$). Ce profil maintient l’atome ralenti en résonance avec le laser.

un désaccord en fréquence correspond simplement à ajouter une constante au profil de $B(z)$, c’est-à-dire de traduire verticalement la courbe de la figure 4.3. Rien n’empêche de mettre un désaccord en fréquence négatif et de traduire cette courbe vers le bas. Dans ce cas, la valeur du champ magnétique passe par zéro et devient négative ce qui veut dire que la direction du champ magnétique s’inverse. Cela ne pose pas de problème en soi, il suffit de construire une deuxième bobine et d’y faire circuler le courant dans l’autre sens. Il y a deux avantages principaux à cette configuration à désaccord en fréquence négatif. Le premier est de pouvoir équilibrer le champ magnétique de part et d’autre du ralentisseur et ainsi de pouvoir mettre des courants plus faibles dans les bobines. Le second est le contrôle du décrochage en fin de ralentissement. En effet, après la fin du ralentisseur, le champ magnétique va tendre vers zéro et pour faire cela, la pente de $B(z)$ doit s’inverser. Dès lors que le changement de pente se fait à une valeur bien définie du champ magnétique, la vitesse des atomes est elle aussi bien définie.

Dans les mêmes conditions que pour le cas du désaccord en fréquence nul ($v_i = 600 \text{ m.s}^{-1}$, $v_f = 0$, $z'_{min} = 94.5 \text{ cm}$), on trouve un bon équilibrage du champ magnétique ($B(0) = +285 \text{ G}$, $B(z'_{min}) = -242 \text{ G}$) pour un désaccord en fréquence $\delta_L = -340 \text{ MHz}$. Le profil du champ magnétique est montré sur la figure 4.4 ainsi que le profil de vitesse correspondant.

4.1.2 Modélisation et réalisation de la bobine.

Maintenant que nous avons calculé théoriquement le profil du champ magnétique nécessaire au ralentissement des atomes de Ar^* , il s’agit de le réaliser pratiquement, c’est-à-dire tout d’abord de modéliser un bobinage capable de créer concrètement un tel champ magnétique. Rappelons que le ralentisseur Zeeman est constitué de deux bobines indépendantes et nous allons détailler uniquement la modélisation et la réalisation de la première. Nous allons voir que ce bobinage a la forme d’un solénoïde à plusieurs couches dont la longueur varie (voir figure 4.5).

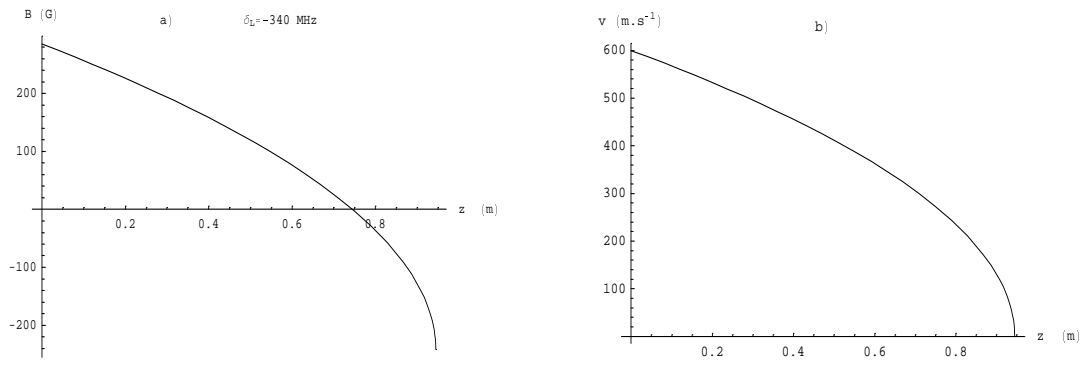


Figure 4.4 – a) $B(z)$ en Gauss pour z en m pour un désaccord $\delta_L = -340 \text{ MHz}$.
b) $v(z)$ en $m.s^{-1}$.

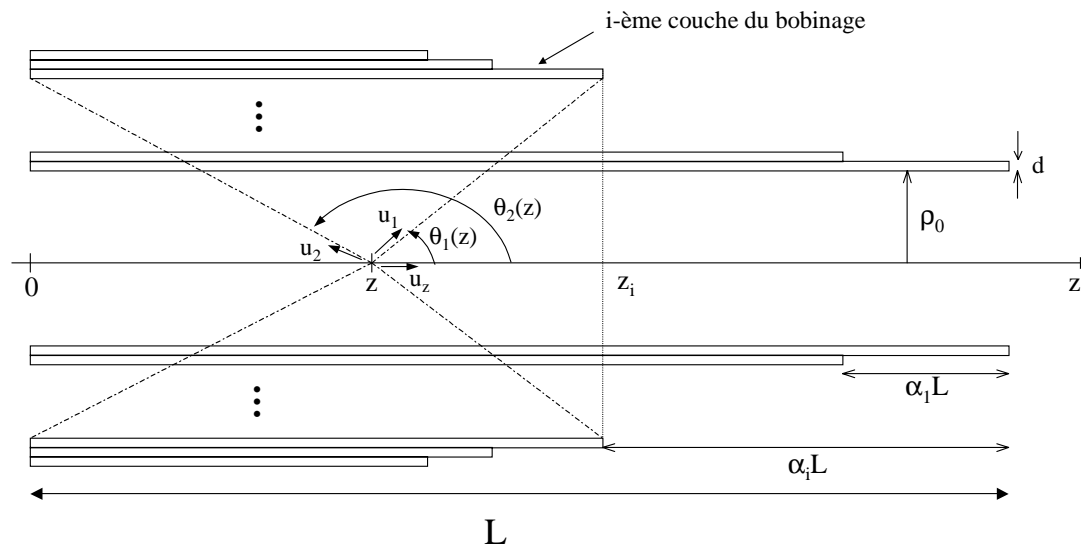


Figure 4.5 – Notations pour la modélisation des couches successives du bobinage à réaliser

Puisque ce bobinage consiste en fait en une somme de solénoïdes, il nous faut connaître le champ magnétique créé par un solénoïde unique de taille finie. On ne s'intéresse qu'au champ sur l'axe. Au point d'abscisse z (le point d'abscisse $z = 0$ est au début du solénoïde considéré), ce champ $B_s(z)$ est donnée par la relation [57] :

$$B_s(z) = \mu_0 n I \frac{\Omega(z)}{4\pi} \quad (4.17)$$

où n est le nombre de spires par unité de longueur (on remarquera que pour des spires jointives, on a $n = 1/d$ avec d le diamètre du fil), I est le courant circulant dans le solénoïde et $\Omega(z)$ est l'angle solide sous lequel on voit le solénoïde depuis le point d'abscisse z .

En utilisant les notations de la figure 4.5 ($\theta_1 = (\vec{u}_z, \vec{u}_1)$ est l'angle entre la direction de propagation et le deuxième bord du i -ème solénoïde au point d'abscisse z , $\theta_2 = (\vec{u}_z, \vec{u}_2)$ l'angle avec le premier bord), on peut montrer que quelque soit l'abscisse z (avant, dans ou après le i -ème solénoïde) :

$$\Omega_i(z) = 2\pi [\cos \theta_1(z) - \cos \theta_2(z)] \quad (4.18)$$

ce qui donne après un peu de trigonométrie et avec une valeur algébrique de z :

$$\frac{\Omega_i(z)}{2\pi} = \frac{z_i - z}{\sqrt{(z_i - z)^2 + \rho_i^2}} + \frac{z}{\sqrt{z^2 + \rho_i^2}} \quad (4.19)$$

où z_i est la longueur du solénoïde considéré et ρ_i la distance à l'axe. On peut définir alors un paramètre α_i qui va caractériser la longueur du i -ème solénoïde tel que $z_i = L - \alpha_i L = L(1 - \alpha_i)$. De plus, on a $\rho_i = \rho_0 + i d$ puisque chaque fois qu'on ajoute une couche de fil, on s'écarte de l'axe d'un diamètre de fil. On peut donc ré-écrire l'équation 4.19 comme ceci :

$$\frac{\Omega_i(z)}{2\pi} = \frac{L(1 - \alpha_i) - z}{\sqrt{(L(1 - \alpha_i) - z)^2 + (\rho_0 + i d)^2}} + \frac{z}{\sqrt{z^2 + (\rho_0 + i d)^2}} \quad (4.20)$$

Ainsi, le champ magnétique total du ralentisseur Zeeman ($B_Z(z)$) (sur l'axe) créé par m solénoïdes de longueurs respectives $L(1 - \alpha_i)$ est donné par la somme :

$$B_Z(z) = \frac{1}{2} \mu_0 n I \sum_{i=0}^{m-1} \frac{L(1 - \alpha_i) - z}{\sqrt{(L(1 - \alpha_i) - z)^2 + (\rho_0 + i d)^2}} + \frac{z}{\sqrt{z^2 + (\rho_0 + i d)^2}} \quad (4.21)$$

Le but du jeu est donc maintenant de construire un bobinage qui réalisera la fonction $B_Z(z)$ qui se rapproche le plus possible du champ théorique $B_{th}(z)$ calculé dans la section précédente (figure 4.4). On voit qu'il y a dans l'expression de $B_Z(z)$ des paramètres que nous ne connaissons pas encore, à savoir :

1. m le nombre de couches (nombre de solénoïdes).
2. tous les α_i qui donnent les longueurs respectives de chaque couche.

Il est relativement facile d'avoir un ordre de grandeur assez précis du nombre m de couches nécessaires. Pour cela, on peut considérer que le champ magnétique créé à l'abscisse $z = 0$ ($B_Z(z = 0)$) est au maximum égal à celui que créerait un nombre m_{max} de solénoïdes de longueur infinie. Or, on connaît bien le champ magnétique créé par un solénoïde infini, il est constant et est donné par la formule $B_\infty = \mu_0 n I$. Ainsi, on a :

$$B_Z(z = 0) \approx m B_\infty = m_{max} \mu_0 n I \quad (4.22)$$

D'après le calcul théorique, on veut $B_Z(z = 0) = 285 \text{ G}$. Pour un diamètre de fil $d = 0.555 \text{ mm}$ ($n = 1/d \approx 1800 \text{ spires/m}$), $\mu_0 = 4 \pi 10^{-7} \text{ H.m}^{-1}$ et un courant qu'on décide être $I = 300 \text{ mA}$, on trouve $\mathbf{m}_{\max} = 56$. Il y aura donc au maximum 56 couches à bobiner. Cependant, le bon nombre de couches ne sera vraisemblablement pas m_{\max} et l'on pourra au cours de la simulation ajuster ce nombre pour reproduire le plus fidèlement possible le champ théorique.

Il faut maintenant déterminer les longueurs des différentes couches, c'est-à-dire connaître les différents α_i de l'équation 4.21. Pour cela, nous allons faire l'approximation qu'à une abscisse z donnée, la valeur du champ magnétique est linéaire avec le nombre i de solénoïdes présents à la verticale de cette abscisse. Cela veut dire qu'on suppose que le champ d'un solénoïde fini est constant à l'intérieur de celui-ci et nul à l'extérieur. Cette hypothèse est forte certes mais tout à fait raisonnable pour les besoins de la simulation (on verra *a posteriori* qu'elle donne des résultats satisfaisants). De plus, on sait qu'en fonction de z le champ magnétique doit varier comme $\sqrt{1 - \frac{z}{cst}}$ donc le nombre i doit varier de la même manière. Autrement dit, z varie paraboliquement avec i . Une autre façon de voir cela consiste à dire que la longueur $z_i = L(1 - \alpha_i)$ de la i -ème bobine doit varier paraboliquement avec son nombre i de référence. On trouve donc finalement que les α_i doivent suivre une relation du type :

$$\alpha_i = A i^2 + B i + C \quad (4.23)$$

On connaît deux points par lesquels doit passer cette parabole. En effet, la longueur de la première couche n'est rien d'autre que la longueur du ralentisseur Zeeman, c'est-à-dire $z_0 = L = L(1 - \alpha_0)$, d'où $\alpha_0 = 0$. Si on appelle m le nombre de couches, on doit également avoir $\alpha_m = 1$.

On peut alors ré-écrire l'équation 4.23 sous la forme :

$$\alpha_i = \frac{\left(\frac{i+p_f}{m+p_f}\right)^2 - \left(\frac{p_f}{m+p_f}\right)^2}{1 - \left(\frac{p_f}{m+p_f}\right)^2} \quad (4.24)$$

où i est la variable (la i -ème couche), m le nombre total de couches et p_f (f pour "fit") est un paramètre ajustable qui permettra de trouver le meilleur $B_Z(z)$. Il faut bien noter ici que nous avons en réalité deux paramètres libres pour la modélisation qui sont m (le nombre de couches) et p_f (qui, une fois déterminé, donne tous les α_i par la relation 4.24 et donc la longueur des différentes couches).

La question est maintenant de savoir quel critère est le plus pertinent pour définir les paramètres m et p_f . Nous avons vu dans la première partie de ce chapitre que pour assurer le ralentissement des atomes, il faut absolument respecter la condition "d'accrochage" qui s'écrit :

$$\frac{dv^2(z)}{dz} < 2 a_{\max} \quad (4.25)$$

Avec la relation 4.2, on peut montrer que vitesse et champ magnétique sont liés par la relation (une fois mises les valeurs numériques, notamment le detuning $\delta_L = -340 \text{ MHz}$) :

$$v(z) = 275.9 + 1.136 B(z) \quad (4.26)$$

où $v(z)$ est exprimé en $m.s^{-1}$ et $B(z)$ en G . N'oublions pas que tout ce calcul ne concerne que la première partie du ralentisseur Zeeman (le premier bobinage), et donc qu'en fin de ralentissement, la vitesse n'est pas nulle (ou très faible) mais vaut $\lambda_L \delta_L \approx 276 m.s^{-1}$.

Pour trouver les paramètres m et p_f qui définiront entièrement le bobinage à réaliser, nous allons donc voir quelles valeurs de m et p_f permettent de satisfaire l'inégalité 4.25 dans laquelle on fera apparaître l'expression de $B_Z(z)$. En clair, on veut que :

$$\begin{aligned} \frac{d(275.9 + 1.136 B_Z(z))^2}{dz} &< 2 a_{max} \\ \frac{d(275.9 + 1.136 B_Z(z))^2}{dz} &< 4.48 \cdot 10^5 \end{aligned} \quad (4.27)$$

où $2 a_{max} = \hbar k_L \frac{\Gamma}{M} = 4.48 \cdot 10^5 m.s^{-2}$ (voir équation 4.7). On peut à partir d'un logiciel de calcul formel directement tracer la fonction $\frac{d(275.9+1.136 B_Z(z))^2}{dz}$ en choisissant les paramètres m et p_f jusqu'à ce que l'inégalité 4.25 soit satisfaite. Ce choix ne se fait pas complètement au hasard puisque nous savons déjà que le nombre maximum de couches est $m_{max} = 56$ et que donc $m \leq 56$. De plus, le paramètre p_f va donner la courbure de $B_Z(z)$, courbure qui ne doit pas trop s'éloigner de celle du champ théorique $B_{th}(z)$.

On montre sur la figure 4.6 le résultat pour $m = 46$ et $p_f = 46$ (c'est une coïncidence) qui, on le voit clairement, satisfait bel et bien la relation 4.27.

Connaissant désormais les paramètres m et p_f , on peut tracer sur un même graphe le champ " pratique " $B_Z(z)$ et le champ théorique $B_{th}(z)$. C'est ce qui a été fait sur la figure 4.7.

On voit sur cette figure que les deux champs coïncident très bien pour $0 \leq z \leq 0.2 m$ et moins bien après. Cela n'a pas d'importance en soi car ce qui compte vraiment, c'est que la relation 4.27 soit respectée. Le respect de la condition d'accrochage veut dire en réalité qu'à mesure qu'il ralentit, l'atome va toujours trouver à une abscisse donnée le champ magnétique adapté pour compenser l'effet Doppler et le maintenir à résonance avec le laser.

Ainsi on a pu déterminer le champ $B_Z(z)$ à réaliser. On connaît maintenant le nombre de couche du bobinage ($\mathbf{m} = \mathbf{46}$) et la longueur de toutes les 46 couches. En effet, connaissant m et $p_f = 46$, on peut calculer tous les coefficients α_i à partir de l'équation 4.24 et en déduire toutes les longueurs de couches $L_i = L(1 - \alpha_i)$. Nous ne donnerons pas ici la liste détaillée de la longueur des 46 couches, mais pour avoir une idée, signalons simplement que la longueur de la première couche est $L_0 = 80 cm$ et que la dernière couche fait $L_{45} = 1.2 cm$.

Enfin, rappelons que le ralentisseur Zeeman est en fait composé de deux bobinages indépendants dans lesquels circulent des courants de sens opposés. Le champ magnétique créé par le deuxième bobinage sera donc opposé à celui créé par le premier. La

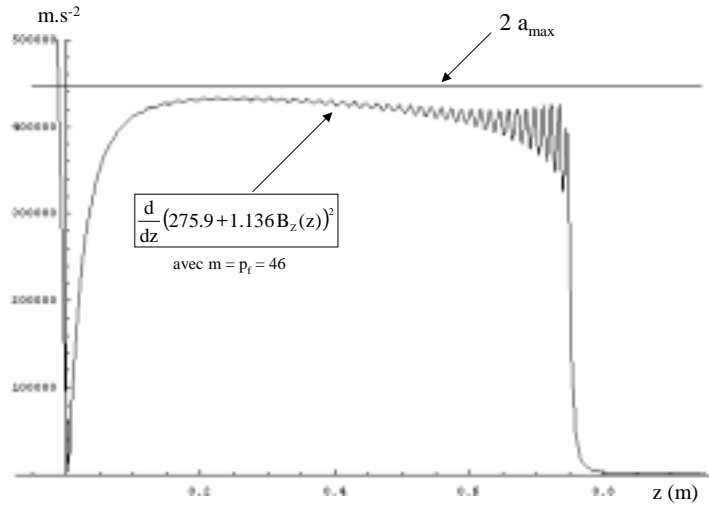


Figure 4.6 – Comparaison entre la fonction $h(z) = \frac{d(275.9+1.136 B_Z(z))^2}{dz}$ et $2 a_{max} = 4.48 \cdot 10^5 \text{ m.s}^{-2}$ pour des paramètres $m = 46$ et $p_f = 46$. On voit que dans la zone utile du ralentisseur ($0 \leq z \leq 0.8 \text{ m}$) la fonction $h(z)$ est toujours inférieure à $2 a_{max}$ satisfaisant ainsi la condition d'accrochage donnée par l'équation 4.27. Les oscillations de la fonction $h(z)$ sont dues à de petits changements abrupts du champ magnétique causés par la structure en couches du bobinage.

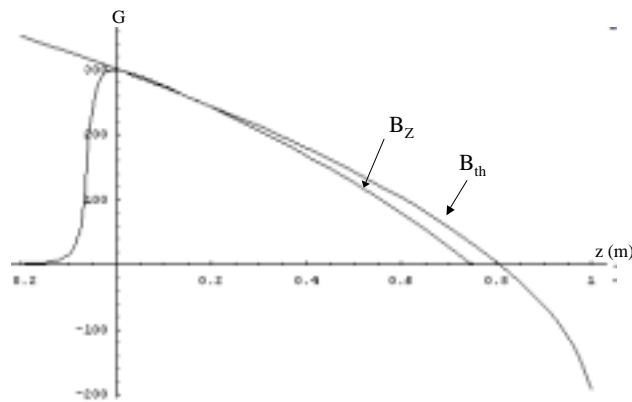


Figure 4.7 – Champ magnétique ” réel ” $B_Z(z)$ comparé au champ théorique $B_{th}(z)$ calculé à partir de l'équation 4.16. L'accord est vraiment bon pour $0 \leq z \leq 0.2 \text{ m}$, moins après mais cela n'a pas d'incidence sur le ralentissement tant que la condition d'accrochage (figure 4.6) est respectée.

modélisation du deuxième bobinage suit exactement le même principe que celui exposé auparavant à la seule différence qu'au lieu que le nombre de couches décroisse avec z , il croît puisqu'au cours du ralentissement dans ce second bobinage, l'intensité du champ

magnétique doit être de plus en plus grande en valeur absolue (voir la figure 4.4 a)).

Après modélisation (pour un courant $I_2 = 300 \text{ mA}$), on trouve que le deuxième bobinage est composé de **47** couches dont la longueur de la plus grande est 30 cm et de 3 mm pour la plus petite.

Nous résumons dans le tableau 4.28 les différentes caractéristiques des deux bobinages

	<i>bobine1</i>	<i>bobine2</i>
<i>Longueur totale (cm)</i>	80	30
<i>nombre de couches</i>	46	47
<i>Longueur de fil (m)</i>	3647	923
<i>diamètre de fil (mm)</i>	0.555	0.555
$R (\Omega)$	353	89
$I \text{ nominale (mA)}$	300	300
$P_{\text{Joule}} (W)$	32	5.7
Masse (kg)	8.1	1.6

(4.28)

On voit dans ces caractéristiques que notamment la longueur de fil est de plusieurs km , ce qui veut dire que le bobinage correspondant est une entreprise de longue haleine ! On voit sur la figure 4.8 une photographie des deux bobines constituant le ralentisseur Zeeman. Cette photographie a été prise avant la mise sous vide des bobines.

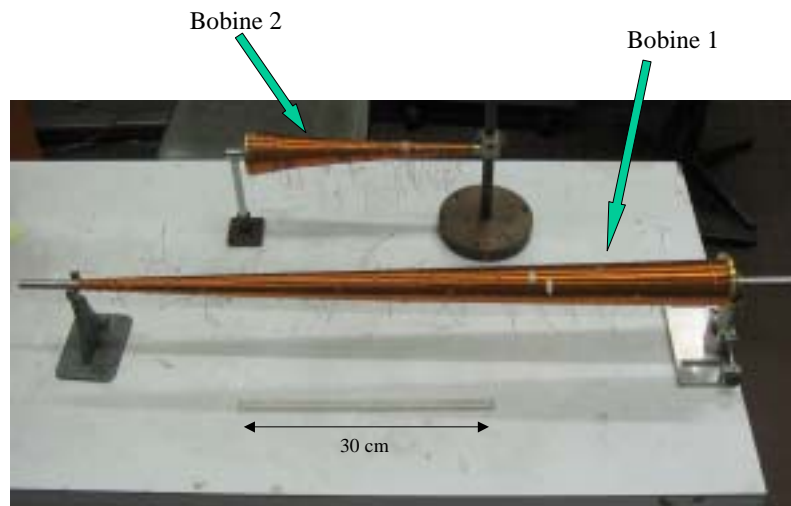


Figure 4.8 — Photographie ” sur table ” des deux bobines constituant le ralentisseur Zeeman.

C'est l'occasion de parler de cette particularité : notre ralentisseur Zeeman est en effet mis directement dans l'enceinte à vide. Cela n'est pas commun mais nous avons opté pour cette solution car elle permet de construire une bobine avec du plus petit fil et offre donc l'avantage d'utiliser des intensités de courants plus faibles (on peut

voir cela à partir de la relation 4.17 qui donne le champ magnétique créé sur l'axe par un solénoïde fini $B_s(z) = \mu_0 n I \frac{\Omega(z)}{4\pi}$: pour une valeur de champ magnétique donnée, pour deux diamètres de fil tels $d_1 > d_2$, c'est-à-dire $n_1 < n_2$ ($n = 1/d$), on a $I_1 > I_2$). De plus, nous disposons d'un tube de prolongation de l'enceinte à vide directement adaptable et assez large pour contenir les bobinages. Cette solution était donc plus économique (et plus rapide) que si nous avions dû construire un tube de prolongation spécial pour le ralentisseur Zeeman avec des bobinages externes.

Le désavantage de cette technique est certainement le dégazage du fil constituant les bobines qui peut sérieusement détériorer le vide. En effet, on voit dans le tableau 4.28 que quand les deux ralentisseurs fonctionnent, la puissance calorifique dégagée par effet Joule par chacun est de l'ordre de la vingtaine de Watts et cause une détérioration certaine de la pression, ce qui diminue fortement l'intensité du signal des atomes ralentis. Nous verrons ce point plus en détails dans la section 4.4.

Nous avons maintenant décrit le champ magnétique et la bobine le créant, nécessaires au ralentissement des atomes par la technique du "ralentisseur Zeeman". Il nous faut maintenant nous arrêter sur l'autre partie importante du ralentisseur : le laser.

4.2 Système Laser

Du point de vue du laser, quels sont les besoins ? Comme nous avons vu dans la section 4.1, la longueur d'onde de la transition que nous utilisons est $\lambda_{opt} = 811.531 \text{ nm}$. Il faut donc un laser capable de fonctionner à cette longueur d'onde. Or, il existe des diodes laser (qui sont des systèmes lasers relativement faciles à utiliser) capables de laser autour de 810 nm . De plus, les diodes lasers sont efficacement accordables en longueur d'onde sur une plage de 5 à 10 nm . Avec des diodes montées en cavité étendue (nous verrons un peu plus tard ce que cela veut dire plus précisément), une fois une longueur d'onde déterminée et choisie ($\lambda_{opt} = 811.531 \text{ nm}$ dans notre cas), la largeur spectrale de la lumière émise par la diode est notablement inférieure à la largeur de la raie atomique ($\Gamma = 2\pi \cdot 5.8 \text{ MHz}$ dans notre cas). Pour bien conserver l'accord de la résonance entre les atomes et le laser, il faudra donc que l'asservissement du laser assure une stabilité en fréquence de l'ordre de la largeur naturelle de la raie [39]. Enfin, nous avons des besoins en puissance laser. En effet, pour s'assurer un bon (et confortable) fonctionnement du ralentisseur Zeeman, il faut avoir une puissance de l'ordre de quarante à cinquante fois l'intensité de saturation ($I_0 \approx 1.4 \text{ mW/cm}^2$ dans notre cas). De plus, si on veut utiliser une partie de la lumière laser pour d'autres applications que le ralentissement (par exemple pour polariser les atomes dans un état de spin donné), il est également important de disposer d'une puissance laser initiale importante.

La compagnie *Toptica Photonics* fabrique et vend (cher) des systèmes laser qui satisfont tous les besoins que nous venons d'énumérer. Il s'agit de diodes laser montées en cavité étendue et associées à un amplificateur optique qui permettent de délivrer une lumière spectralement très bien définie (mono-mode) et dont la puissance est sensée pouvoir être de l'ordre de 1 W . Nous avons donc acquis un tel système (nommé "TA 100") dont l'émission est centrée sur une longueur d'onde de 811 nm et capable de

fournir en sortie une puissance continue utile de 500 mW .¹

Nous allons maintenant rapidement décrire ce laser et rappeler succinctement le principe des diodes laser montées en cavité étendue en configuration dite de "Littrow".

4.2.1 Source Laser : diode et amplificateur optique.

Comme nous venons de l'expliquer, le système laser "TA 100" consiste en la combinaison d'une diode laser et d'un amplificateur optique.

Diode en cavité étendue

Nous allons tout d'abord donner quelques détails sur la cavité étendue. L'intérêt principal d'une cavité étendue est de pouvoir affiner (par rapport au cas d'une diode simple) la largeur de raie d'une longueur d'onde choisie. Le principe de la cavité étendue consiste à faire se réfléchir une partie du faisceau sur lui même ce qui crée une cavité externe (étendue par rapport à la cavité millimétrique interne à la diode) et d'introduire un élément dispersif de manière à réduire la largeur spectrale.

La configuration de la cavité étendue du système "TA 100" est de type Littrow. C'est un réseau en réflexion (1800 traits par mm) qui sert à la fois de miroir de cavité externe et d'élément dispersif. L'idée générale de cette configuration est que l'ordre -1 diffracté par le réseau (environ 30 % de la lumière incidente) revienne dans la diode (cavité étendue) et l'ordre 0 constitue le faisceau de sortie. On a résumé sur la figure 4.9 le principe de cette diode en cavité étendue.

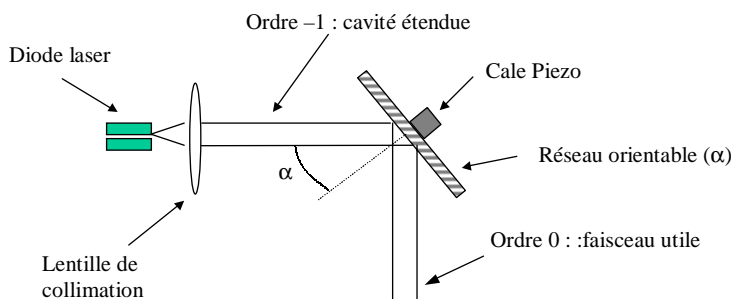


Figure 4.9 — Schéma de principe d'une diode laser montée en cavité étendue dans la configuration de Littrow. La lumière laser issue de la diode initialement très divergente ($\sim 30^\circ$) est tout d'abord collimatée. Puis un réseau permet à la fois de créer une cavité externe (type Fabry Perot) pour l'ordre -1 de diffraction et de pouvoir soigneusement choisir la longueur d'onde du faisceau utile (ordre 0) grâce à la rotation possible (α) de ce réseau.

1. Le fabricant nous avait initialement garanti une puissance utile de 750 mW mais pour l'instant, l'amplificateur optique que nous avons n'est pas aussi efficace que promis.

Avec un montage en cavité étendue, le réglage de la longueur d'onde se fait non seulement par le choix du couple courant - température (contrôlée par un élément Peltier) comme sur une diode libre (ce réglage permet de régler la longueur d'onde centrale de la courbe de gain) mais aussi grâce à l'angle du réseau qui permet de se déplacer dans cette courbe de gain. De plus, la cavité externe agissant comme une cavité Fabry - Perot, le contrôle précis de sa longueur va bien entendu agir comme une manière supplémentaire de maîtriser précisément la longueur d'onde du faisceau utile. En effet, il est bien connu que dans un interféromètre de Fabry Perot, les longueurs d'onde pouvant exister (par interférences constructives) sont données par la relation $\lambda = 2nL/m$ où λ est la longueur d'onde, L la longueur de la cavité Fabry - Perot, n l'indice optique dans la cavité et m un nombre entier. Pour la longueur qui nous intéresse ($\lambda_{opt} = 811.531nm$) et une longueur $L = 10\text{ cm}$ entre la diode et le réseau (cavité Fabry - Perot), on peut montrer que si l'on fait varier la longueur de la cavité de $\delta L = 200\text{ nm}$, alors on change la longueur d'onde de $\delta\lambda = 1.6\text{ pm}$. Ainsi, grâce à une cale piezo-électrique montée sur le réseau qui permet de le déplacer de 2 nm à $2\text{ }\mu m$, on a accès à un contrôle très fin de la longueur d'onde. On verra plus tard qu'un système d'asservissement permet de garder la bonne longueur de cavité et de stabiliser ainsi au cours du temps la bonne longueur d'onde du laser.

Amplificateur optique

En sortie de la cavité étendue, la puissance laser est relativement faible, de l'ordre de 25 mW . Pour l'augmenter, on injecte le faisceau dans un amplificateur optique. Ce composant est constitué principalement d'une autre diode laser dite "de puissance". Le principe en est relativement simple : le faisceau issu de la diode en cavité étendue (diode maître) est injecté dans la diode de puissance (diode esclave) dans laquelle on peut créer une importante différence de population (en termes de paires électrons - trous). Dans la diode de puissance, le gap en énergie n'est pas très bien contrôlé mais cela n'a guère d'importance car le faisceau maître va stimuler l'émission dans son propre mode de rayonnement (c'est-à-dire la bonne longueur d'onde définie par la cavité étendue) et on obtient en sortie une lumière laser intense et à la bonne fréquence.

Dans la diode de puissance, on peut faire passer de forts courants ($\sim 2A$), ce qui peuple très fortement la bande de conduction (inversion de population) et permet à notre longueur d'onde ($\lambda_{opt} = 811.531\text{ nm}$) d'obtenir une puissance laser en sortie de l'amplificateur de l'ordre de 750 mW ². On voit bien que de tels courants vont chauffer le composant et risquent de le détruire. Pour éviter cela, l'amplificateur optique est lui aussi refroidi par un élément Peltier. De plus, deux entrées sont prévues pour faire circuler de l'azote dans le composant. Cette circulation d'azote peut aider au refroidissement mais est surtout faite pour maintenir un environnement propre et éviter ainsi l'oxydation de certains composants sensibles. En environnement normal (pas trop humide), cette circulation d'azote n'est pas nécessaire.

La courbe de gain (donnée par le constructeur) de la puissance laser en fonction du courant appliqué à l'amplificateur optique est montrée sur la figure 4.10. On voit

2. Cette puissance n'est pas la puissance utile car avant d'arriver sur la table optique, le faisceau laser passe dans un isolateur optique.

sur cette courbe que pour le courant maximal de fonctionnement $I_{max} = 1950 \text{ mA}$, la puissance laser obtenue (après un isolateur optique de protection) est de l'ordre de 550 mW . Cette puissance laser a été celle des premières semaines d'utilisation mais depuis, à cause de dérives dans l'injection de l'amplificateur optique, elle est tombée à 490 mW .

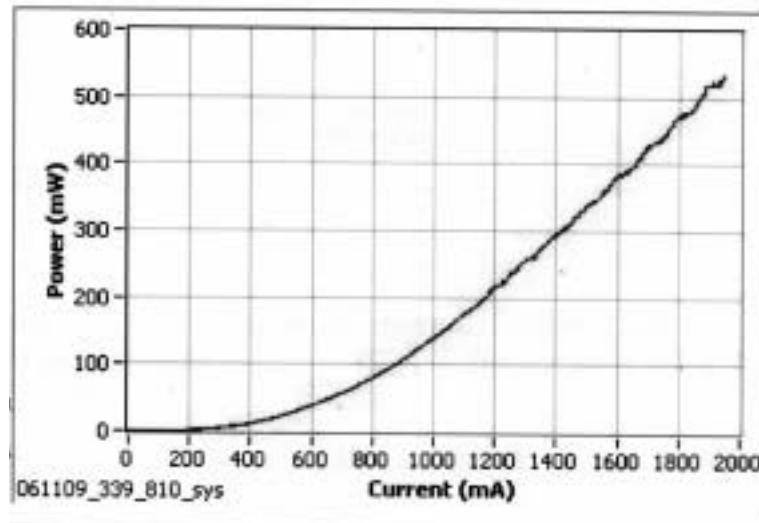


Figure 4.10 — Puissance laser en fonction du courant appliqué à l'amplificateur optique. Mesures constructeur.

Nous montrons sur la figure 4.11, une photographie de notre source laser. Comme nous l'avons expliqué dans ce paragraphe, elle est principalement composée de la diode montée en cavité étendue (diode maître) et de l'amplificateur optique. Cependant, il y a quelques autres éléments que nous allons rapidement décrire ici. Le faisceau sortant de la cavité étendue (faisceau maître) passe tout d'abord par un isolateur optique. Un isolateur optique permet de laisser passer la lumière dans un sens et pas dans l'autre. Cette isolation est très importante car elle permet d'éviter des retours de faisceau dans la diode maître qui peuvent sérieusement détériorer la qualité du mode laser formé dans la cavité étendue. Après l'isolateur optique, le faisceau est envoyé dans l'amplificateur optique via les miroirs 1 et 2 (figure 4.11) qui permettent d'optimiser l'injection dans l'amplificateur optique qui les suit. Après avoir été amplifié, le faisceau passe dans une lentille qui permet à la fois de compenser un reste de la divergence du faisceau créée par l'amplificateur optique et également de bien focaliser pour pouvoir entrer dans le deuxième isolateur optique qui constitue le dernier élément de cette source laser et qui évite des retours de faisceau (très puissant après l'amplificateur) dans l'amplificateur (risque de destruction).

Après avoir décrit notre source laser, nous allons maintenant expliquer comment la stabiliser à la bonne fréquence (et la polariser correctement) en vue de ralentir les

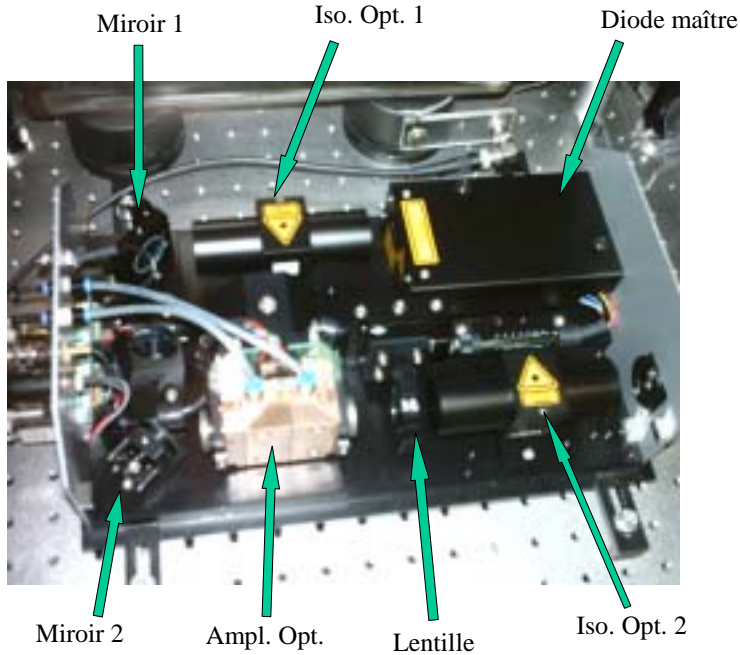


Figure 4.11 – Source laser.

atomes.

4.2.2 Absorption saturée et stabilisation en fréquence.

Comme nous l'avons dit dans la section 4.1, nous voulons que notre lumière laser soit stabilisée sur la transition fermée ($^3P_2 \leftrightarrow J = 3$) à $\lambda_{at} = 811.531 \text{ nm}$. Une fois le laser stabilisé sur cette transition, il faut le décaler en fréquence d'une quantité $\delta_L = -340 \text{ MHz}$.

Pour ce faire, nous avons décidé de stabiliser la fréquence du laser f_L décalée de la quantité $+|\delta_L|$ sur la référence atomique f_{at} (par une méthode d'absorption saturée que nous décrivons juste après) de sorte que $f_{at} = f_L + |\delta_L|$ et d'envoyer vers les atomes le laser à la bonne fréquence décalée $f_L = f_{at} - |\delta_L|$. On a résumé cette idée sur le schéma de la figure 4.12.

Remarquons que cette méthode n'a rien " d'universelle ". On aurait pu choisir de mettre le modulateur acousto-optique sur la voie qui va directement vers les atomes et de stabiliser la fréquence laser non décalée. Cependant, cette dernière configuration est bien moins avantageuse en terme de puissance. En effet, la puissance utile après un acousto-optique est de l'ordre de 70% et il est préférable de perdre 30% de puissance du faisceau peu intense servant à la stabilisation en fréquence que de les perdre sur le faisceau plus intense servant au ralentissement Zeeman. C'est la principale raison pour laquelle nous avons opté pour la configuration schématisée sur la figure 4.12.

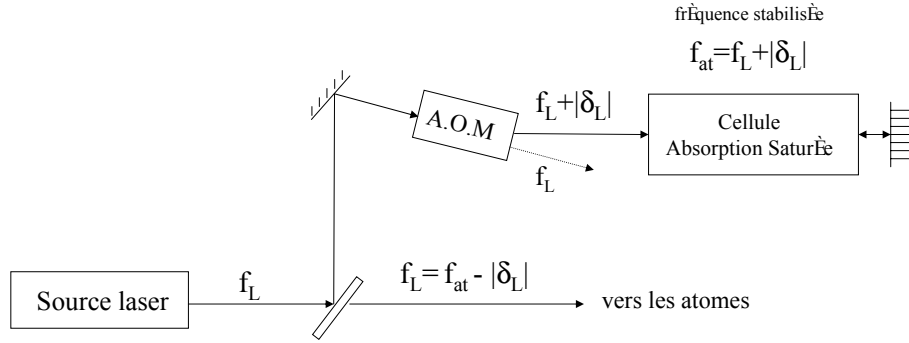


Figure 4.12 – Principe de la stabilisation du laser en fréquence de façon à envoyer vers les atomes une lumière à la fréquence $f_L = f_{at} - |\delta_L|$. L’abréviation A.O.M symbolise le modulateur acousto-optique.

Absorption saturée.

Nous allons maintenant décrire rapidement la méthode d’absorption saturée utilisée pour stabiliser le laser sur la référence atomique. L’absorption saturée est une technique bien connue : c’est une expérience de type *pompe-sonde* avec la référence atomique souhaitée (dans notre cas, des atomes de Ar^* dans l’état 3P_2 contenus dans une cellule). Le principe est simple (et très beau !) : on considère un laser dont la pulsation est ω_l qui est proche de la pulsation atomique ω_0 , $\omega_l = \omega_0 + \delta\omega$. On sépare le faisceau initial en deux, un intense (plus intense en tous cas que l’intensité de saturation de la transition considérée) que l’on appelle le faisceau *pompe* et un bien moins intense que l’on appelle le faisceau *sonde*. On aligne les deux faisceaux de façon contre propageante au milieu de la cellule si possible. Les atomes dans la cellule ont une distribution de vitesse maxwellienne, c’est-à-dire centrée sur 0 dans l’espace des vitesses et relativement large (largeur qui dépend bien entendu de la température du gaz). Soit z l’axe des deux faisceaux laser, la pompe se propage dans la direction $+u_z$ (vecteur d’onde $+k_l$) et la sonde dans la direction $-u_z$ ($-k_l$). Tenant compte de l’effet Doppler, la condition de résonance pour le laser pompe s’écrit $\omega_0 = \omega_l - \vec{k}_l \cdot \vec{v} = \omega_0 + \delta\omega + k_l v$, c’est-à-dire $\delta\omega = -k_l v$. Pour la sonde, la condition de résonance est $\delta\omega = +k_l v$. On voit clairement que pour $\delta\omega$ et k_l fixés, les atomes résonant avec le faisceau pompe sont ceux de vitesse $-v$ et les atomes résonant avec la sonde ont la vitesse $+v$. Ce ne sont pas les mêmes atomes. Ainsi, si l’on ne regarde que le signal d’absorption du faisceau sonde (à l’aide d’une photodiode), il ne sera en règle générale pas perturbé par le faisceau pompe. Si on balaye la fréquence du laser (on fait varier $\delta\omega$), le profil d’absorption va suivre la condition de résonance $\delta\omega = +k_l v$, c’est-à-dire que le profil d’absorption en fréquence sera donné par la distribution en population dans l’espace des vitesses et sera donc maxwellien. Pour la transition qui nous intéresse, la largeur en fréquence de cette maxwellienne est de l’ordre de 750 MHz . Il y a cependant une classe de vitesses pour laquelle la donne est différente, c’est bien sûr la classe de vitesse

nulle. Ces atomes à $v = 0$ sont à la fois résonants avec la pompe et la sonde. Mais, puisque la pompe est saturante, il y a beaucoup moins d'atomes disponibles pour la sonde. On observe donc une diminution du signal d'absorption du faisceau sonde. Sur le signal de la photodiode, cette diminution de l'absorption se traduit par une remontée du signal lumineux, constituant un pic, dit pic "d'absorption saturée". Ce qu'il y a de très intéressant avec ce pic d'absorption saturée c'est que sa largeur est de l'ordre de la largeur naturelle de la transition, c'est-à-dire $\sim 6 \text{ MHz}$ en ce qui nous concerne. Ce pic très fin en fréquence (comparée notamment aux 750 MHz de la largeur Doppler) permet, grâce à un système d'asservissement adapté, de stabiliser le laser très précisément en fréquence et d'éviter ainsi de sortir de la résonance.

Le montage optique pratique réalisant l'expérience d'absorption saturée est schématisée sur la figure 4.13. Il est important de se souvenir que la fréquence du laser que nous voulons stabiliser est (avec les notations de la figure 4.12) $f_L = f_{at} - |\delta_L|$ et que donc nous voulons envoyer dans la cellule une lumière dont la fréquence est $f_{ass} = f_L + |\delta_L|$ ("ass" pour asservissement). La première étape consiste à transformer f_L en f_{ass} .

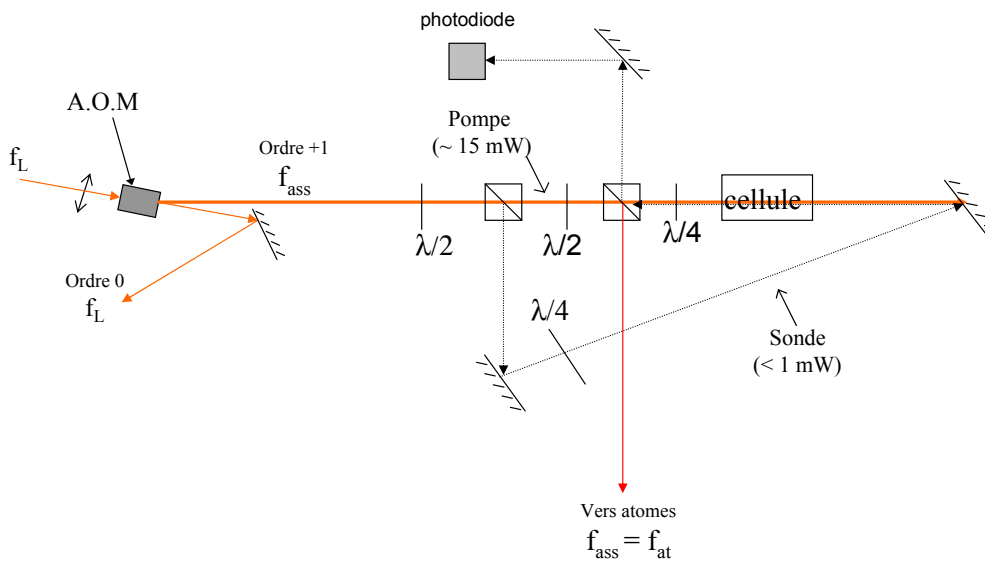


Figure 4.13 – Montage optique pour l'absorption saturée. La fréquence laser f_L est tout d'abord décalée de $+\delta_L = +340 \text{ MHz}$ à l'aide d'un modulateur acousto-optique. On réalise ensuite une expérience d'absorption saturée en configuration pompe-sonde avec la lumière à la fréquence $f_{ass} = f_L + \delta_L$

Cela se fait à l'aide d'un modulateur acousto-optique (A.O.M). Un A.O.M. est un composant optique actif qui permet, à partir d'une lumière de fréquence donnée, d'obtenir des faisceaux lumineux dont la fréquence est légèrement décalée (de l'ordre de

quelques centaines de MHz), faisceaux qui sont spatialement séparés. Très schématiquement, un A.O.M. fonctionne de la façon suivante : on crée dans un matériau comme le verre ou le quartz une onde acoustique progressive en le faisant vibrer à l'aide d'un élément piezo-électrique. En se propageant dans le matériau, cette onde acoustique (de fréquence f_{ac}) crée un réseau qui se déplace (à la vitesse v_{ac}). On peut montrer que ce réseau acoustique va diffracter la lumière incidente (de fréquence f_i, λ_i) à des angles θ_m satisfaisant la relation $\sin(\theta_m) = \frac{m\lambda_i v_{ac}}{2f_{ac}}$ et que la lumière diffractée à l'ordre m sera décalée en fréquence (par effet Doppler) de sorte que $f_m = f_i + mf_{ac}$.

Notre modulateur acousto-optique a été acquis auprès de la société A.A. (Opto-Electronic Division). L'élément de propagation de l'onde sonore est une matrice de TeO_2 . L'élément piezo-électrique vibre à une fréquence de $340 MHz$ ce qui décale (dans l'ordre de diffraction +1) la fréquence initiale du laser de la même quantité. L'efficacité de déflexion dans l'ordre +1 est garantie supérieure à 70 % (typiquement 80 %). L'angle de déviation entre l'ordre 0 et l'ordre +1 est de $66 mrad$ (3.8°).

Après l'A.O.M, on a donc bien la lumière à la fréquence décalée souhaitée. Un premier cube séparateur associé à une lame $\lambda/2$ permet de séparer le faisceau pompe (dont l'intensité est de l'ordre de $15 mW$) du faisceau sonde (dont l'intensité est moindre, $< 1 mW$). La polarisation du faisceau sonde est linéaire horizontale et la polarisation du faisceau pompe est linéaire verticale. On rend alors la polarisation du faisceau sonde circulaire (droite ou gauche, cela n'a pas d'importance) à l'aide d'une lame $\lambda/4$. Le faisceau sonde est ensuite renvoyé dans la cellule via un miroir (qui change le sens de rotation de la polarisation). Après avoir traversé la cellule, la sonde retransverse une autre $\lambda/4$ qui permet d'ajuster la polarisation pour que le second cube séparateur renvoie le faisceau sonde vers la photodiode. Expérimentalement, l'optimisation de la position de cette lame se fait simplement en maximisant le signal de la photodiode. En ce qui concerne le faisceau pompe, il passe tout d'abord dans une $\lambda/2$ associée à un cube séparateur qui permet de prélever une partie du faisceau à la fréquence f_{at} (non décalée de δ_L) que l'on pourra envoyer vers les atomes (il est en effet utile et intéressant de garder une partie du faisceau à résonance si l'on veut par exemple polariser ou pousser les atomes avant l'entrée dans le ralentisseur Zeeman). Après ce cube séparateur, la polarisation du faisceau pompe est linéaire verticale et on la rend alors circulaire à l'aide de la lame $\lambda/4$ dont on a ajusté les axes pour optimiser le signal photodiode de la sonde.

Pour achever la description du montage d'absorption saturée, nous allons rapidement décrire la cellule. C'est un cylindre de verre de $25 mm$ de diamètre par $100 mm$ de long. Elle est remplie d'argon sous une pression de $0.7 mbar$. Pour produire des métastables, un solénoïde d'une quinzaine de tours est enroulé autour de la cellule. On l'alimente par un courant alternatif de quelques dizaines de MHz . Le rayonnement RF ainsi créé induit un plasma dans le gaz, plasma dans lequel on trouve des atomes d'argon dans l'état métastable 3P_2 qui constitueront la référence atomique. Notons que la puissance de ce système n'est pas suffisante pour que la décharge s'allume d'elle-même. Pour initier la décharge, on utilise un générateur haute-tension haute-fréquence qui ressemble à un énorme crayon avec une pointe métallique. En approchant la pointe de

la cellule, on crée un arc électrique qui déclenche la décharge entretenue ensuite par le circuit Rf oscillant.

Nous montrons sur la figure 4.14 le signal d'absorption saturée provenant de la photodiode. Rappelons que pour obtenir un tel signal, il faut faire varier d'une façon ou d'une autre la fréquence du laser. Dans le cas des diodes laser, le plus simple pour balayer la fréquence est de moduler le courant passant dans la diode. Notre système laser contient une modulation en courant intégrée. Autour d'une valeur du courant qui donne une fréquence optique proche de la résonance (dans notre cas le courant de fonctionnement vaut $I_{fct} = 56 \text{ mA}$), on peut moduler la valeur du courant de $\pm 30 \text{ mA}$ autour de cette valeur. La forme de cette modulation est triangulaire et la fréquence est de l'ordre de la centaine de Hz . Une telle modulation en courant correspond à un déplacement en fréquence de $\pm 25 \text{ GHz}$ ce qui est énorme comparé à la largeur naturelle (6 MHz pour notre transition) et même comparé à la largeur Doppler ($\sim 750 \text{ MHz}$). En fait, nous modulons bien moins le courant : $\pm 5 \text{ mA}$, ce qui correspond à $\pm 8 \text{ GHz}$ et nous permet de voir aisément la largeur Doppler et le pic d'absorption saturée en son milieu.

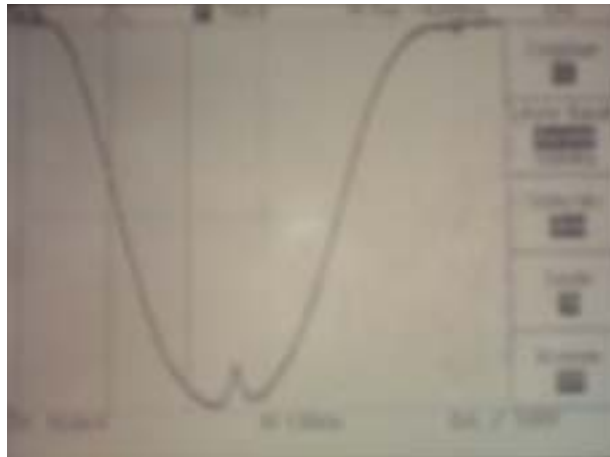


Figure 4.14 — Photographie de l'oscilloscope donnant le signal d'absorption saturée. La largeur du pic d'absorption saturée est de 6 MHz .

Une fois obtenu le signal d'absorption saturée, nous avons donc bien repéré la référence atomique. Il s'agit maintenant de stabiliser le laser à cette fréquence grâce à un système d'asservissement.

Stabilisation en fréquence.

Le pic d'absorption saturé est un signal bien adapté à l'asservissement de la longueur d'onde du laser (décalé de δ_L) sur la longueur d'onde de la transition atomique. Pour maintenir l'interaction atomes-laser, il faut que la dérive en fréquence du laser ne dépasse pas la largeur naturelle de la transition (6 MHz). Nous n'allons pas trop

nous attarder sur la technique d'asservissement et n'en donner que les grandes lignes. L'idée générale est la suivante : après avoir bien repéré le pic d'absorption saturée, on arrête la modulation du courant de la diode et on ajuste la cale piezo-électrique de la cavité étendue de façon à se placer exactement (aussi exactement que possible) sur le pic d'absorption saturée. Cela fait, pour générer un signal d'erreur, on module à nouveau le courant de la diode mais beaucoup moins fortement que précédemment (l'excursion en fréquence est de 5 MHz , ce qui est inférieur à la largeur naturelle de la raie). Étrangement, la méthode de stabilisation en fréquence employée ici est basée sur une modulation de la fréquence ! Tout est une histoire d'échelle... La fréquence de cette petite modulation en courant est relativement élevée, 20 MHz . Une telle fréquence présente l'avantage de pouvoir être discriminée d'éventuels bruits électroniques parasites. En combinant le signal de la photodiode (attention, il faut utiliser une photodiode rapide dont la bande passante est au moins égale à 20 MHz) avec et un signal de référence à 20 MHz , on génère par une technique classique de détection synchrone un signal d'erreur comme celui montré sur la figure 4.15.

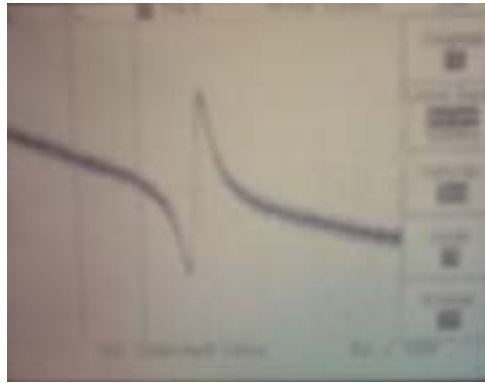


Figure 4.15 — Photographie du signal d'erreur généré par la méthode de détection synchrone

Une fois un tel signal d'erreur obtenu, il est relativement facile de stabiliser la fréquence du laser. L'idée est de rétro-agir sur un paramètre du laser de façon à toujours maintenir le signal d'erreur à 0. Dans notre cas, la rétro-action se fait sur la cale piezo-électrique de la cavité étendue et la boucle de rétro-action est faite à l'aide d'un système proportionnel - intégrateur - dérivateur (P.I.D.) bien connu.

Nous ne donnerons pas davantage de précisions sur notre système d'asservissement mais rappelons ses deux caractéristiques principales :

1. Pour l'asservissement, la fréquence du laser est modulée. Dans le domaine des fréquences, cette modulation correspond à une largeur totale de 5 MHz qui est inférieure à la largeur naturelle de la transition (6 MHz). Une telle largeur spectrale est suffisamment précise pour les besoins du ralentissement Zeeman.
2. La durée de fonctionnement de l'asservissement est typiquement de 2 à 3 heures ce qui est tout à fait confortable pour les expériences que nous voulons mener.

4.2.3 Montage optique et puissance laser.

Le montage optique se divise en deux parties. La source laser et le montage d'absorption saturée (décrit sur la figure 4.13) se trouvent dans une salle différente de la salle d'expérience et spécifiquement dédiée au laser. Cette salle présente tout de même un problème : elle ne possède pas encore de climatisation. Or, les lasers à semi-conducteur étant très sensibles à la température, des fluctuations thermiques peuvent entraîner de sérieux dysfonctionnements (il est par exemple difficile de stabiliser le laser les jours de grosse chaleur en été). Ce problème devrait être résolu très prochainement par l'acquisition d'un climatiseur.

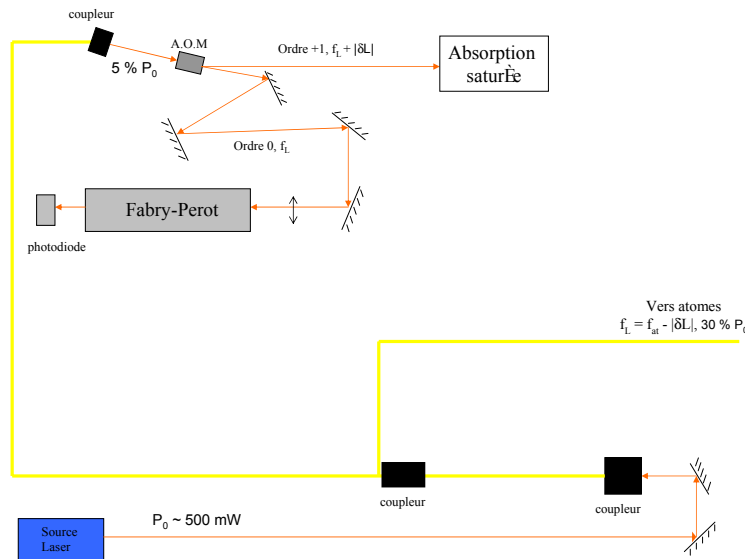


Figure 4.16 — Schéma du montage optique en salle laser

On voit sur la figure 4.16 le schéma du montage optique en salle laser. En sortie de la source laser, la puissance laser est de l'ordre de 500 mW . On injecte directement le laser dans une fibre optique. Cette fibre est mono-mode mais non à conservation de polarisation. Pour l'instant, l'efficacité d'injection du laser dans la fibre n'est que de 35 %. Malgré beaucoup d'efforts, nous ne sommes pas arrivés à faire mieux et cela est dû notamment à la forme du faisceau à la sortie de la source laser qui n'est pas bien circulaire. Cette fibre optique est à deux voies si bien qu'on peut envoyer 30 % de la puissance (on parle toujours de la puissance initiale délivrée par la source laser) dans une voie (qui ira en salle d'expérience) et 5 % dans l'autre voie qui reste en salle laser et sert à l'absorption saturée et à la visualisation des modes du laser à l'aide d'un interféromètre Fabry - Perot. Ainsi, on envoie vers la salle d'expérience un faisceau à la fréquence $f_{at} - |\delta_L|$ avec $\lambda_{at} = \frac{c}{f_{at}} = 811.531 \text{ nm}$ et $|\delta_L| = 340 \text{ MHz}$, dont la puissance est $\sim 150 \text{ mW}$ (30 % de la puissance délivrée par la source) qui sert au ralentissement

Zeeman.

Un montage optique est réalisé en salle d'expérience et sert à polariser correctement le faisceau de ralentissement (150mW à $f_{at} - |\delta_L|$) (voir figure 4.17). Nous avons en effet vu dans la première partie de ce chapitre que la lumière devait être polarisée circulaire ($\sigma+$ ou $\sigma-$ suivant le sens du champ magnétique dans la bobine Zeeman).

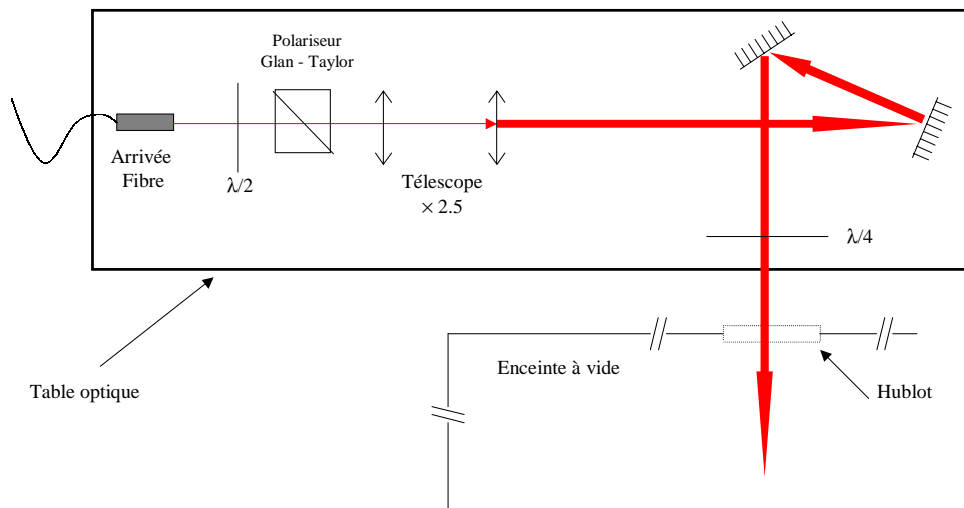


Figure 4.17 – Schéma du montage optique en salle d'expérience pour polariser σ la lumière laser servant au ralentissement.

La lumière en sortie de fibre est polarisée quasi linéairement, mais à cause d'éventuelles torsions de la fibre (qui peuvent avoir lieu au cours des ouvertures de l'enceinte à vide par exemple), l'axe de polarisation n'est pas assurément stable. Pour assurer une polarisation linéaire, on fait passer le faisceau dans une lame $\lambda/2$ associée à un polariseur de Glan - Taylor. Bien évidemment, on maximise la transmission de la lumière par le Glan - Taylor en tournant la lame $\lambda/2$. Le faisceau est ensuite agrandi par un télescope de grossissement 2.5 qui le fait passer d'une largeur de 4 mm (largeur à $1/e^2$) à 10 mm . Enfin, on rend la polarisation du faisceau circulaire grâce à une lame $\lambda/4$. Le faisceau correctement polarisé entre dans l'enceinte à vide où se produit le ralentissement par un hublot dont la transmission à notre longueur d'onde ($\sim 810\text{ nm}$) est meilleure que 92 %.

Après avoir décrit le système laser jusqu'à l'arrivée du faisceau dans l'enceinte d'expérience, nous allons maintenant décrire les techniques expérimentales qui nous permettent de réaliser concrètement le ralentissement des atomes et de l'étudier.

4.3 Techniques expérimentales pour le ralentissement Zeeman.

4.3.1 Description générale de l'expérience

On voit sur la figure 4.18 le schéma général de l'expérience " Christine " pour le ralentissement des atomes de Ar^* . Par rapport à la configuration utilisée dans les expériences de diffraction atomique et de transition van der Waals - Zeeman, la nouvelle configuration de l'expérience est notablement différente. Le changement le plus important est l'allongement de l'expérience d'une part par le tube de prolongement dans lequel on a mis les deux bobines du ralentisseur puis d'autre part par une nouvelle enceinte de détection. De fait, la distance entre la source (le couple tuyère - écorceur) et le détecteur à position est de $2.5 m$.

Du point de vue du pompage, la nouvelle enceinte de détection est pompée par une pompe turbo moléculaire de $520 L.s^{-1}$ qui permet d'atteindre pour l'instant un vide limite de l'ordre de $5 - 6 \cdot 10^{-8} mbar$ (quand l'enceinte est pompée sur elle même, non connectée au reste de l'expérience.). Ce vide limite n'est pas très bon car notre technologie n'est pas complètement ultra-vide (joints viton notamment) et cela constitue certainement un point qu'il faudra améliorer.

On voit également sur la figure 4.18 qu'on a mis une vanne entre le tube des bobines et l'enceinte de détection. Cette vanne a une double utilité : premièrement elle permet d'isoler l'enceinte de détection du reste de l'expérience et donc de maintenir le vide d'un côté si on est amené à ouvrir de l'autre (cela est souvent le cas, étant partisans de la doctrine " une chose à la fois ", il est très rare qu'on procède à des opérations simultanées dans les deux enceintes) ; deuxièmement, avec cette vanne, lorsqu'une expérience est en cours, on peut volontairement couper le faisceau atomique " mécaniquement " (fermer le passage) ce qui nous permet de nous assurer que le signal détecté est bien de nature atomique et pas un parasite.

Nous détaillerons dans la partie 4.3.2 le disque " T.O.F. " (pour Time Of Flight) et le détecteur Channeltron qui permettent de faire une détection en temps de vol. Nous verrons dans cette même partie comment le miroir fendu associé au détecteur à position permettent de réaliser une détection spatiale des atomes ralentis.

Ce que l'on peut déjà bien voir sur la figure 4.18, c'est notre méthode d'alignement du faisceau laser ralentisseur sur le jet atomique. Cela nécessite une ouverture (mise à l'air) mais on peut (à l'aide de deux diaphragmes non représentés sur la figure) assez facilement aligner un faisceau laser (HeNe) sur la direction de propagation du jet atomique. Le laser d'alignement entre dans la chambre à vide par un hublot latéral. Un miroir d'alignement peut être translaté (via la table translatable à l'aide d'un flexible) à une position bien choisie de sorte que le faisceau du laser HeNe soit sur la direction du jet atomique, traverse ainsi les deux bobines Zeeman, parvienne au miroir fendu et ressorte par le hublot de la chambre de détection. Une fois ce laser correctement aligné, il suffit de lui superposer le laser " ralentisseur " (se propageant bien sûr en sens contraire). Notons finalement qu'à part une translation horizontale (avance micrométrique sur la figure 4.19), le miroir sous vide (miroir fendu) n'a pas d'autres degrés de liberté

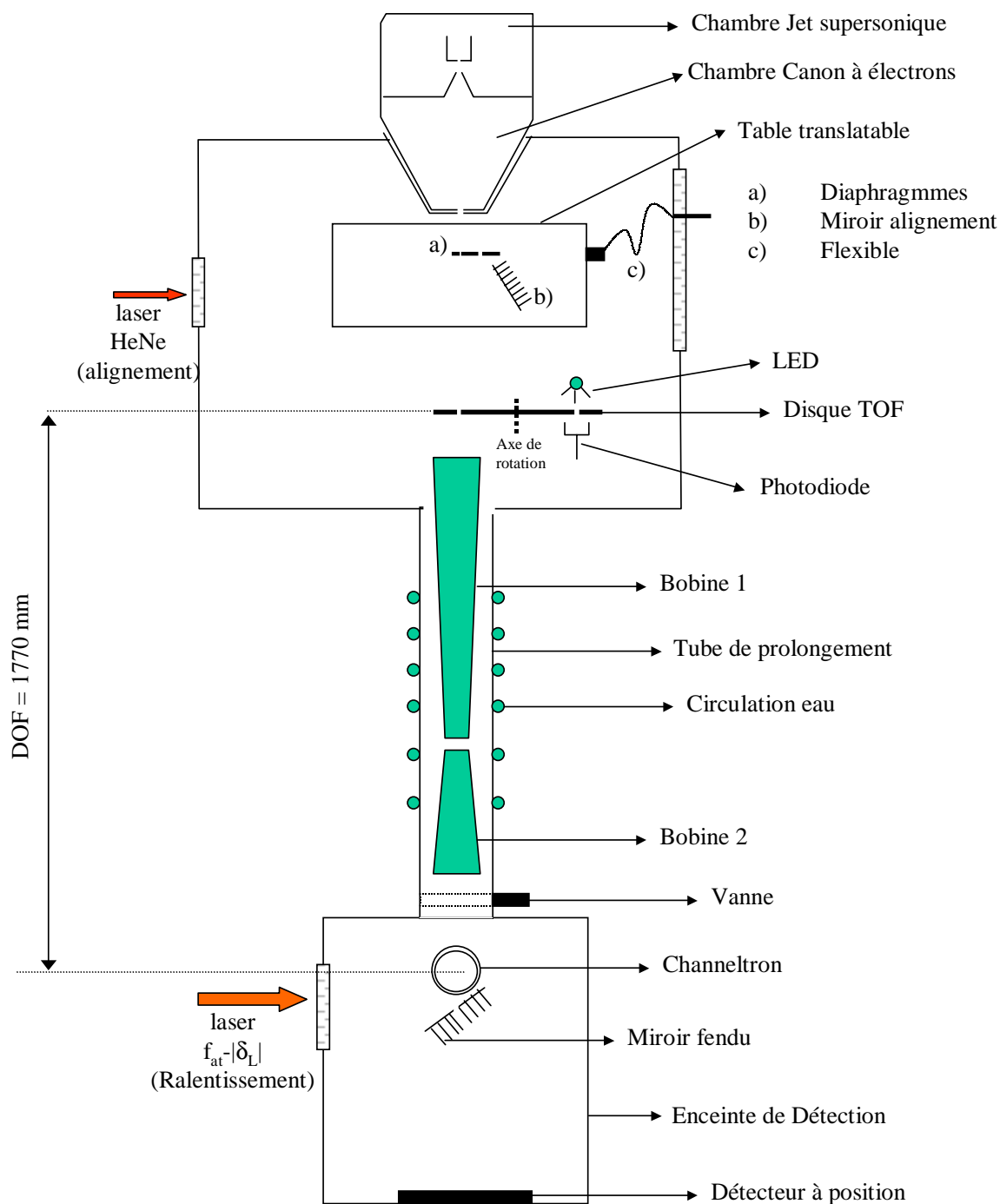


Figure 4.18 — Schéma général de l'expérience pour le ralentissement Zeeman.

(l'exigence de qualité du vide dans l'enceinte de détection empêche d'y mettre des flexibles ou des moteurs électriques capables d'orienter ce miroir) et que l'alignement du laser ralentisseur se fait de l'extérieur avec les deux miroirs de la table optique en

salle d'expérience décrite sur la figure 4.17.

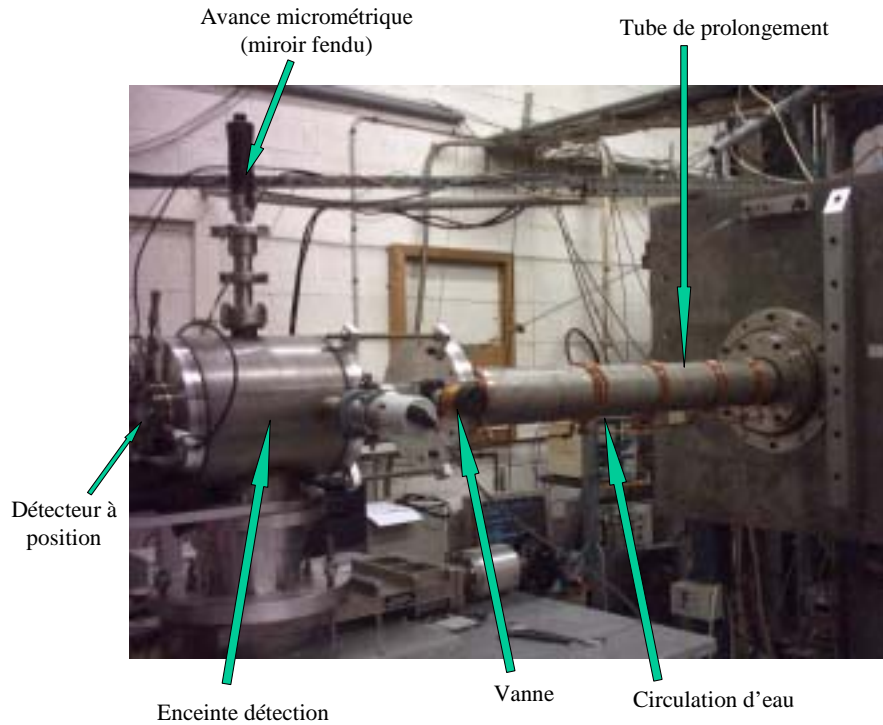


Figure 4.19 – Photographie des éléments ajoutés à l'expérience initiale pour mettre en œuvre le ralentissement des atomes de Ar^* . Les deux bobines Zeeman sont placées à l'intérieur du tube de prolongement.

La figure 4.19 est une photographie de la prolongation de l'expérience destinée à montrer " en vrai " les modifications apportées à la configuration initiale.

4.3.2 Détection des atomes ralentis.

Nous allons dans cette section détailler les deux systèmes de détection des atomes ralentis que nous avons mis en place. D'une part, grâce à un dispositif de temps de vol (TOF), nous pouvons détecter la distribution temporelle des atomes et avoir ainsi accès à leurs vitesses finales et à la distribution de ces vitesses finales. D'autre part, grâce au détecteur à position et à une fente dans le miroir de renvoi du laser qui laisse passer les atomes, nous avons accès à la distribution spatiale du jet ralenti.

Détection en temps de vol.

Le principe de la détection en temps de vol est simple : en hachant le jet atomique, on laisse se propager, à partir d'un temps donné connu (t_0 qu'on prend souvent comme

la référence des temps, $t_0 = 0$), et sur une distance connue (la distance de vol DOF entre la zone de hachage et le détecteur) une " bouffée " d'atomes qui va mettre un certain temps (le temps de vol t_{TOF}) à parcourir la distance de vol.

En mesurant t_{TOF} et connaissant la distance DOF, on a accès à beaucoup d'informations sur la vitesse moyenne et la distribution des vitesses des atomes. Dans le cas trivial où la vitesse atomique est constante tout au long de l'expérience de temps de vol, cette vitesse est bien entendu donnée par $v = DOF/t_{TOF}$. On peut alors facilement montrer que la largeur relative de la distribution des vitesses $\delta v/v$ est directement liée à la largeur relative de la distribution des temps de vol par la relation $\delta t_{TOF}/t_{TOF} = \delta v/v$.

Dans le cas où la vitesse n'est pas constante (notre cas puisque les atomes vont ralentir à mesure de leur progression dans le ralentisseur Zeeman), on arrive également à modéliser la vitesse finale des atomes (v_f à la fin du ralentisseur) en fonction de leur t_{TOF} . Là aussi, on a accès à la largeur de la distribution des vitesses finales par la relation :

$$\frac{\delta v_f}{v_f} = \frac{\delta t_{TOF}}{t_{TOF}} \quad (4.29)$$

Pour mettre en place une détection en temps de vol, il faut donc les trois éléments suivants : (i) un objet capable de hacher le jet atomique, (ii) un détecteur d'atomes métastables, (iii) un analyseur temporel qui à partir d'un " top " de départ (le hachage du jet atomique) va compter en fonction du temps le nombre d'atomes qui arrivent au détecteur.

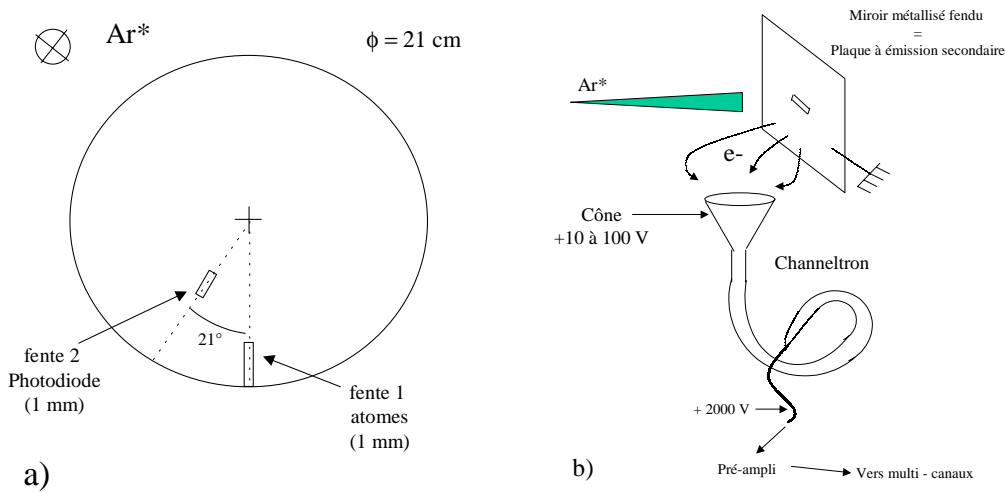


Figure 4.20 – a) Schéma du disque à une fente pour le hachage du jet atomique. b) Détection du signal atomique par émission d'électrons secondaires.

Sur la figure 4.20 a), on a schématisé le disque à fentes qui nous permet de hacher le faisceau atomique. Ce disque est fixé sur un moteur électrique qui permet de le faire

tourner sous vide jusqu'à 250 – 300 Hz . L'ensemble du dispositif disque - moteur est monté dans la première enceinte de l'expérience sur un bras tournant de sorte qu'on puisse mettre ou ne pas mettre le disque sur le faisceau atomique. En plus de la fente 1 qui permet de hacher le jet atomique, il y a sur ce disque une autre fente qui, elle (fente 2), est dédiée à la synchronisation hachage - détection. En effet, le " top de départ " nécessaire à l'analyseur temporel pour bien synchroniser est créé de la façon suivante : de part et d'autre de la fente 2, on place d'un côté une diode électro-luminescente (L.E.D) et de l'autre une photodiode. A chaque passage de la fente 2, la photodiode reçoit un bref signal lumineux (issu de la L.E.D.). Ce signal lumineux est amplifié (en deux étapes, d'abord par un jeu de transistors placés directement sous vide puis de façon externe par un amplificateur opérationnel) puis mis en forme TTL (créneau +5 V). Ce signal TTL est envoyé à l'analyseur temporel qui l'interprète comme signal de déclenchement (Trigger). L'analyseur temporel est un analyseur multi-canaux. Il possède 1024 canaux et le temps minimum d'acquisition par canal est $\Delta t_c = 10 \mu s$. Entre deux signaux de déclenchement, l'opération de l'analyseur multi-canaux consiste donc à ouvrir successivement ses 1024 canaux et à enregistrer dans chaque canal le flux atomique correspondant. En sortie, l'analyseur multi-canaux fournit un histogramme de l'intensité du signal atomique en fonction du numéro du canal, c'est-à-dire en fonction du temps.

Le signal atomique est généré de la façon suivante (voir figure 4.20 b)) : le miroir fendu étant revêtu d'un film fin d'or (donc métallique), il sert de plaque d'émission d'électrons. En se désexcitant sur la plaque, les atomes d' Ar^* éjectent des électrons du métal par effet Auger (plaque à émission secondaire). Ces électrons sont attirés par une tension positive de quelques dizaines de Volt puis multipliés à l'aide d'un Channeltron (multiplicateur d'électrons dont la tension accélératrice vaut $\sim 2 kV$). On filtre le signal impulsionnel dû aux atomes de la haute tension continue appliquée, on amplifie ce signal, on le met en forme et on l'envoie à l'analyseur multi-canaux qui produit l'histogramme de comptage précédemment décrit.

Détection spatiale des atomes ralentis.

La détection en position des atomes ralentis se fait exactement de la même façon que la détection des atomes rapides (voir section 1.2.3), c'est-à-dire grâce la combinaison d'une galette à micro-canaux ($\phi_{canal} = 5 \mu m$) et d'un écran au phosphore filmé par une caméra CCD. La seule différence avec le cas des atomes rapides est la présence du miroir de renvoi du laser ralentisseur (voir figure 4.18). En effet si on ne fait rien, ce miroir masque le jet atomique. La solution simple pour laquelle nous avons opté est de fendre le miroir de renvoi. Cette fente est horizontale, sa largeur est 200 μm .

De plus, comme nous l'avons déjà mentionné au paragraphe précédent, le miroir fendu est recouvert d'une fine pellicule d'or. Ce bel objet (voir figure 4.21) a été réalisé à l'atelier d'optique du laboratoire par T. Billeton. Le support du miroir est fixé à un tube en aluminium relié à une avance micrométrique que l'on peut voir sur la photographie de la figure 4.19. Ce dispositif nous permet de translater verticalement la fente et d'ajuster ainsi sa position sur l'axe du jet atomique.

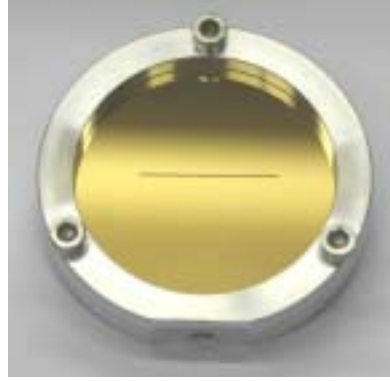


Figure 4.21 — Photographie du miroir fendu permettant la détection spatiale des atomes ralentis. La largeur de la fente est $200 \mu m$

4.4 Résultats expérimentaux

Ayant décrit maintenant aussi bien les bobines créant le champ magnétique adapté, le système laser et les autres techniques expérimentales nécessaires aux expériences de ralentiement du jet supersonique de Ar^* , nous allons dans cette partie montrer et exploiter les premiers résultats que nous avons obtenus. Mais avant de donner des courbes de temps de vol, il nous faut, pour pouvoir les interpréter, avoir un modèle qui nous donne la vitesse finale (v_f) et le temps de vol total (t_{TOF}) en fonction des intensités des courants alimentant les bobines du ralentiement Zeeman.

4.4.1 Modèle pour le calcul des vitesses finales et des temps de vol totaux.

Dans ce paragraphe, nous allons présenter un modèle qui nous permettra de donner la vitesse finale des atomes ralentis et le temps de vol correspondant en fonction des intensités de courant appliquées dans les bobines du ralentiement.

On montre sur la figure 4.22 les notations utilisées pour le calcul de la vitesse finale v_f en fonction du temps de vol t_{TOF} .

Nous allons d'abord considérer le cas où seule la première bobine (Z_1 , premier ralentiement Zeeman) est alimentée.

On rappelle que dans le ralentiement Zeeman, la condition d'accord en fréquence (compensation de l'effet Doppler) impose que la vitesse de l'atome varie linéairement avec le champ magnétique. En polarisation σ^+ du laser, le champ magnétique doit être décroissant en z pour assurer une décélération des atomes et la condition de résonance s'écrit simplement (voir équation 4.2) :

$$v(z) = \lambda_L \frac{(m_f g_f - m_i g_i) \mu_B B(z)}{h} - \lambda_L \delta_L \quad (4.30)$$

ce qui dans le cas de notre transition ($m_f g_f - m_i g_i = 1$, voir début du chapitre) s'écrit encore plus simplement :

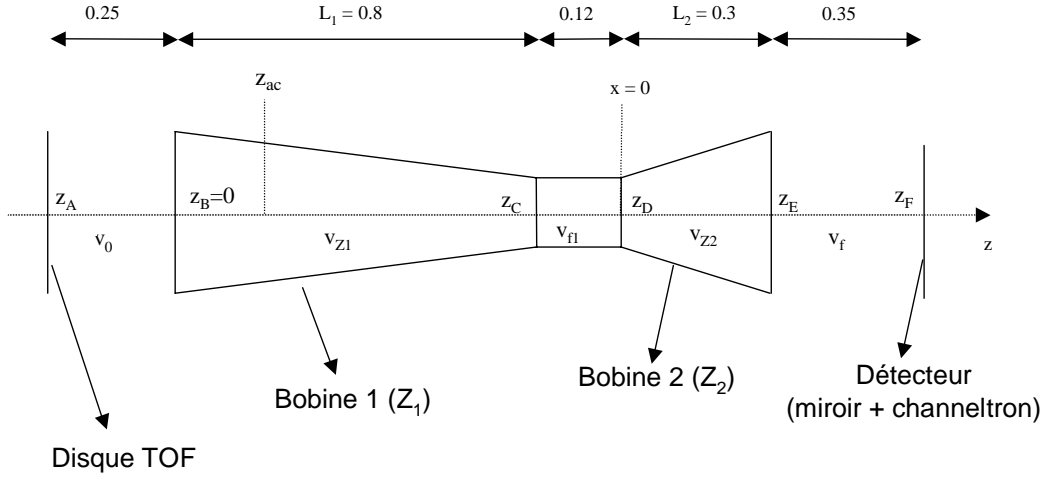


Figure 4.22 – Notations utilisées pour le calcul de la vitesse finale v_f en fonction du temps de vol t_{TOF} . x_0 est l’abscisse de décrochage dans le deuxième ralentisseur (voir texte). Les cotes sont en m .

$$v(z) = \lambda_L \frac{\mu_B B(z)}{\hbar} - \lambda_L \delta_L \quad (4.31)$$

avec $\delta_L = -340 \text{ MHz}$. Notons que la relation 4.31 (et la relation 4.30 d’ailleurs) n’est valable que si la condition initiale $v_0 = \lambda_L \frac{\mu_B B(z_{ac})}{\hbar} - \lambda_L \delta_L$ est satisfaite. On définit ainsi l’abscisse “d’accrochage” z_{ac} .

Le champ magnétique créé par la première bobine du ralentisseur (voir section ???) peut être simplement modélisé (valeur en *Gauss*) par :

$$B_{Z_1}(z) = 300 \sqrt{1 - \frac{z}{L_1}} \quad (4.32)$$

où $L_1 = 0.8 \text{ m}$ est la longueur de la première bobine. Ce champ magnétique a été calculé pour une vitesse de capture de 600 m.s^{-1} (vitesse initiale telle que l’atome soit à résonance à l’entrée du premier Zeeman $z = 0$). Ainsi, les atomes à $v_0 = 560 \text{ m.s}^{-1}$ entrant dans le ralentisseur Zeeman ne sont pas immédiatement à résonance. L’abscisse d’accrochage comme définie précédemment peut se calculer en résolvant $v_0 = 300 \sqrt{1 - \frac{z_{ac}}{L_1}} \lambda_L \frac{\mu_B}{\hbar} - \lambda_L \delta_L$ et on trouve, pour $v_0 = 560 \text{ m.s}^{-1}$, $z_{ac} = 0.24 \text{ m}$.

Dans ce cas, le temps de vol total correspondant au seul premier Zeeman (t_{TOF_1}) est donné par :

$$t_{TOF_1} = t_{z_A \rightarrow z_{ac}} + t_{z_{ac} \rightarrow z_C} + t_{z_C \rightarrow z_F} \quad (4.33)$$

où $t_{z_A \rightarrow z_{ac}}$ est le temps de parcours de l’atome entre z_A et z_{ac} (entre le disque de TOF et l’abscisse d’accrochage dans le premier Zeeman), $t_{z_{ac} \rightarrow z_C}$ le temps entre

l'abscisse d'accrochage z_{ac} et la fin du premier Zeeman z_C (décélération de l'atome) et $t_{z_C \rightarrow z_F}$ le temps entre z_C et z_F (entre la sortie du premier Zeeman et le détecteur).

Entre z_A et z_{ac} , on considère que la vitesse atomique est constante (c'est la vitesse initiale v_0) et donc on a simplement $t_{z_A \rightarrow z_{ac}} = (z_{ac} - z_A)/v_0$. De la même façon, puisque seul le premier ralentisseur fonctionne, à partir de z_C , la vitesse atomique est constante (on la note v_{f_1} , vitesse finale après le premier ralentisseur) et donc on a $t_{z_C \rightarrow z_F} = (z_F - z_C)/v_{f_1}$.

Il nous faut maintenant calculer $t_{z_{ac} \rightarrow z_C}$, le temps de parcours dans le premier Zeeman. Là, la vitesse atomique n'est pas constante puisqu'elle diminue à mesure que l'atome progresse dans la bobine. On note $v_{Z_1}(z)$ la vitesse de l'atome à l'abscisse $z > z_{ac}$ dans le premier Zeeman. Par commodité, on prendra l'origine des abscisses à l'entrée du premier Zeeman ($z_B = 0$).

Pour tout $z > z_{ac}$ (dans le premier Zeeman), on a donc $dz = v_{Z_1}(z) dt$, c'est-à-dire :

$$dt = \frac{dz}{v_{Z_1}(z)} \quad (4.34)$$

d'où l'on tire :

$$t_{z_{ac} \rightarrow z_C} = \int_{z_{ac}}^{z_C} \frac{1}{v_{Z_1}(z)} dz \quad (4.35)$$

Or, pour $z_C > z > z_{ac}$, $v_{Z_1}(z)$ est donnée par les expressions 4.31 et 4.32, d'où l'on tire, une fois toutes les valeurs numériques explicitées,

$$v_{Z_1}(z) = 340 \sqrt{1 - \frac{z}{0.8}} + 275 \quad (4.36)$$

où $v_{Z_1}(z)$ est exprimée en $m.s^{-1}$ et z en m . Notons que la vitesse finale en fin de premier ralentisseur ($v_{Z_1}(L_1)$) est $v_{f_1} = 275 m.s^{-1}$ ce qui correspond au produit $-\lambda_L \delta_L$ ($\lambda_L = 811 nm$ et $\delta_L = -340 MHz$).

Le temps de vol total correspondant au premier ralentisseur Zeeman est donc donné par :

$$\begin{aligned} t_{TOF_1} &= t_{z_A \rightarrow z_{ac}} + t_{z_{ac} \rightarrow z_C} + t_{z_C \rightarrow z_F} \\ &= \frac{-z_A + z_{ac}}{v_0} + \int_{z_{ac}}^{z_C} \frac{1}{v_{Z_1}(z)} dz + \frac{z_F - z_C}{v_{f_1}} \\ &= \frac{0.25 + 0.24}{560} + \int_{0.24}^{0.8} \frac{1}{340 \sqrt{1 - \frac{z}{0.8}} + 275} dz + \frac{0.77}{275} \\ &= 4.9 ms \end{aligned} \quad (4.37)$$

Dans notre modèle, on trouve donc que le temps de vol théorique quand seule la première bobine est alimentée est $\mathbf{t_{TOF_1} = 4.9 ms}$

Nous allons maintenant calculer les temps de vol théoriques quand la deuxième bobine du ralentisseur est alimentée. Pour la clarté des notations, on a défini une

nouvelle abscisse x telle qu'on prenne l'origine ($x = 0$) au début du deuxième Zeeman ($x = 0 = z_D$). Il est intéressant de calculer ces temps de vol en fonction de l'intensité du courant I_{Z_2} que l'on fait circuler dans la deuxième bobine. La deuxième bobine étant montée inversement à la première (voir figure 4.22) et créant un champ magnétique négatif, on montre facilement que $B_{Z_2} = -A\sqrt{x/L_2}$ où A est une constante positive et $L_2 = 0.3 \text{ m}$ est la longueur de la deuxième bobine. De plus, pour que la vitesse atomique soit quasiment nulle en fin de second ralentisseur Zeeman, la condition d'accord en fréquence (équation 4.31) donne que $A \approx 243 \text{ G}$. Expérimentalement, on a mesuré que le champ magnétique (maximal en fin de bobine) créé par la deuxième bobine vaut -240 G pour un courant $|I_{Z_2}| = 300 \text{ mA}$. Ainsi, en fonction du courant I_{Z_2} circulant dans la seconde bobine, on modélise le champ magnétique qu'elle crée par :

$$B_{Z_2}(x) = -240 \frac{|I_{Z_2}|}{300} \sqrt{x/L_2} \quad (4.38)$$

où $|I_{Z_2}|$ est exprimée en mA .

Ici également la vitesse dans le deuxième ralentisseur doit suivre la relation $v_{Z_2}(x) = \lambda_L \frac{\mu_B B_{Z_2}(x)}{h} - \lambda_L \delta_L$, ce qui donne en utilisant l'expression de $B_{Z_2}(x)$ et toutes les valeurs numériques appropriées :

$$v_{Z_2}(x, I_{Z_2}) = -271 \frac{|I_{Z_2}|}{300} \sqrt{x/0.3} + 275 \quad (4.39)$$

où l'on remarque que la vitesse finale ($v_f = v_{Z_2}(L_2)$) est linéaire en $|I_{Z_2}|$. On remarque aussi que pour $|I_{Z_2}| = 0 \text{ mA}$ on retrouve bien la vitesse finale en fin de premier ralentisseur et pour $|I_{Z_2}| = 300 \text{ mA}$ on $v_f = 4 \text{ m.s}^{-1}$.

Quant au temps de vol total (t_{TOF}), il est donné par :

$$t_{TOF}(I_{Z_2}) = t_{z_A \rightarrow z_{ac}} + t_{z_{ac} \rightarrow z_C} + t_{z_C \rightarrow z_D} + t_{z_D \rightarrow z_E} + t_{z_E \rightarrow z_F} \quad (4.40)$$

Par le même raisonnement que dans le cas à une seule bobine, on trouve :

$$\begin{aligned} t_{TOF}(I_{Z_2}) &= \frac{-z_A + z_{ac}}{v_0} + \int_{z_{ac}}^{z_C} \frac{1}{v_{Z_1}(z)} dz + \frac{z_D - z_C}{v_{f_1}} + \int_0^{L_2} \frac{1}{v_{Z_2}(x, I_{Z_2})} dx + \frac{z_F - z_E}{v_f} \\ &= \frac{0.25 + 0.24}{560} + \int_{0.24}^{0.8} \frac{1}{340 \sqrt{1 - \frac{z}{0.8}} + 275} dz + \frac{0.12}{275} + \int_0^{L_2} \frac{1}{v_{Z_2}(x, I_{Z_2})} dx + \frac{0.35}{v_f} \end{aligned} \quad (4.41)$$

L'intégrale 4.45 est facilement calculable avec un logiciel de calcul formel. On montre sur la figure 4.23 en fonction de I_{Z_2} les temps de vol totaux théoriques prévus par notre modèle.

On résume dans le tableau 4.42 les temps de vol théoriques et les vitesses finales correspondant à différentes valeurs de I_{Z_2} .

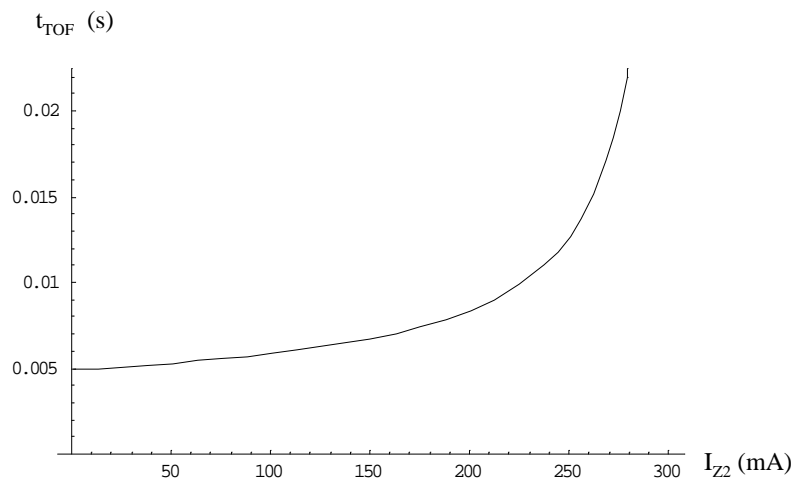


Figure 4.23 – Temps de vol total théorique (t_{TOF} en s) en fonction de l'intensité du courant dans la deuxième bobine (I_{Z_2} en (mA)).

I_{Z_2} (mA)	t_{TOF} (ms)	v_f ($m.s^{-1}$)
0	4.9	275
100	5.8	185
125	6.2	162
150	6.7	139
175	7.4	117
200	8.4	94
225	9.9	72
250	12.6	49
275	19.6	26
300	102	4

(4.42)

4.4.2 Spectres de temps de vol et étude expérimentale du ralentiement.

Ayant maintenant un modèle qui nous permet de calculer la vitesse finale en fonction du temps de vol expérimental, nous allons montrer quelques spectres de temps de vol expérimentaux et donner les vitesses finales correspondantes.

Il est important de noter que toutes les expériences dont nous allons donner les résultats dans ce paragraphe ont été menées avec le jet primaire d'atomes métastables (voir section 1.2.2), c'est-à-dire avec une largeur relative de la distribution de vitesses connue pour être $\delta v/v \sim 7\%$ et une ouverture angulaire $\delta\theta \sim 10 \text{ mrad}$.

Sur la figure 4.24, on montre un résultat très peu quantitatif mais important tout de même car il constitue la première observation d'atomes ralentis de Ar^* sur notre expérience. Sans donner plus d'explications sur ce résultat somme toute assez médiocre

(fréquence laser certainement mal définie, mauvais alignement du laser, courants dans les bobines mal adaptés etc...), nous pouvons voir clairement que les atomes ont été ralentis, puisque le temps de vol de l'expérience avec laser (3.28 ms) est un peu plus grand que le temps de vol sans (3.16 ms qui correspond à la vitesse initiale $v_0 = 560 \text{ m.s}^{-1}$). Ce résultat fut le point de départ du ralentissement du jet supersonique d' Ar^* , ralentissement que nous nous sommes attachés à perfectionner.

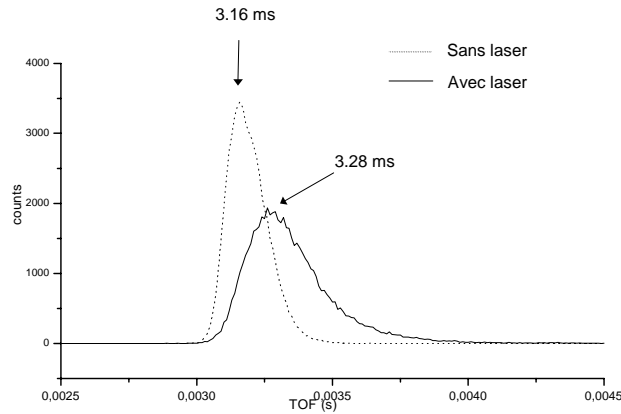


Figure 4.24 – Première observation du ralentissement du jet supersonique d' Ar^* sur l'expérience "Christine".

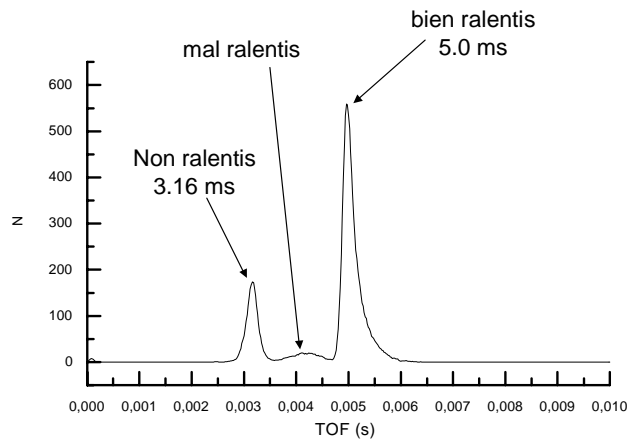


Figure 4.25 – Spectre de temps de vol (très amélioré) quand seule la première bobine Zeeman est alimentée ($I_{Z_1} = 300 \text{ mA}$). La puissance laser utilisée est $P_L = 50 \text{ mW}$.

En effet, en optimisant l'alignement du laser sur le jet atomique (par la technique

décrite au paragraphe 4.3.1), on arrive à de bien meilleurs résultats. Nous montrons sur la figure 4.25, le spectre de temps de vol obtenu quand seule la première bobine Zeeman est alimentée ($I_{Z_1} = 300 \text{ mA}$). Pour cette expérience, la puissance laser mesurée avant l'entrée du faisceau dans l'expérience (au niveau du hublot de la figure 4.18) est $P_L = 50 \text{ mW}$. On supposera que la condition de saturation est respectée. En effet, on a vu dans la première partie de ce chapitre (voir figure 4.2) que l'intensité de saturation de la transition est $I_0 = 1.4 \text{ mW/cm}^2$. Or, le faisceau ralentisseur ayant un diamètre de 1 cm , une puissance de 50 mW correspond donc à une intensité de $I_L \sim 50 \text{ mW/cm}^2$ qui est nettement supérieure à I_0 . Il est connu que, pour le ralentissement Zeeman, les besoins en intensité laser sont de l'ordre de 30 à 50 fois I_0 , mais pour cette condition là aussi, notre intensité laser est suffisante (à $P_L = 50 \text{ mW}$, on a $I_L/I_0 \sim 45$).

Le résultat de la figure 4.25 est nettement meilleur que celui de la figure 4.24. On remarque qu'il y a trois catégories d'atomes à des temps de vol différents : (i) certains atomes ne sont pas ralentis et leur temps de vol est donc celui correspondant à $v_0 = 560 \text{ m.s}^{-1}$, c'est-à-dire 3.16 ms , (ii) quelques atomes sont mal ralentis, ils décrochent au cours du ralentissement, et ont des temps de vol répartis entre 3.16 ms et 5 ms , (iii) enfin, on trouve la grande majorité des atomes au temps de vol 5 ms . En utilisant notre modèle pour la vitesse finale (voir tableau 4.42), on trouve que les atomes ont été ralentis à la vitesse $v_f = 275 \text{ m.s}^{-1}$. Du point de vue de la dispersion de vitesse, on trouve que $\delta v_f/v_f \sim 8\%$ qui est du même ordre que la dispersion de vitesses initiale $\delta v_0/v_0 \sim 7\%$. Ceci veut dire que pour cette valeur de vitesse finale, le ralentissement ne détériore que très peu la distribution de vitesses.

Le fait qu'il y ait des atomes non ralentis ou mal ralentis peut être principalement attribué à un mauvais alignement entre le vecteur d'onde de ces atomes et le vecteur d'onde du laser. Egalement, pour les atomes non ralentis, il paraît très probable qu'une partie d'entre eux soient des métastables 3P_0 non affectés par le laser.

Au prix d'un effort supplémentaire sur l'alignement (en optimisant directement le signal de temps de vol), on obtient toujours pour la seule première bobine alimentée ($I_{Z_1} = 300 \text{ mA}$) le spectre de la figure 4.26. La puissance laser dans cette expérience est de 60 mW .

On voit clairement sur ce spectre que les atomes non ou mal ralentis du spectre de la figure 4.25 ont pratiquement tous disparu. Le signal des atomes ralentis est très propre, la distribution de vitesses initiale ayant été ralentie "en bloc" autour du temps de vol 5 ms . Ce ralentissement de toute la distribution initiale des vitesses est un beau résultat et, à notre connaissance, une première. En effet, les groupes opérant avec des ralentisseurs Zeeman n'utilisent pas de jets supersoniques mais des jets effusifs. Ainsi, ils définissent une vitesse de capture en dessous de laquelle toute la distribution est ralentie, mais, les atomes ayant une vitesse initiale supérieure à la vitesse de capture ne sont pas ralentis. Il y a forcément de tels atomes dans le cas d'un jet maxwellien et d'une vitesse de capture assez proche de la vitesse la plus probable. L'avantage du jet supersonique est que la dispersion des vitesses est très piquée autour de la vitesse la plus probable (on rappelle que dans le cas du jet de métastables primaires la dispersion relative des vitesses est $\delta v/v \sim 7 - 8\%$ ce qui correspond à $v = 560 \pm 40 \text{ m.s}^{-1}$) et qu'on peut définir une vitesse de capture (600 m.s^{-1} dans notre cas) telle que la

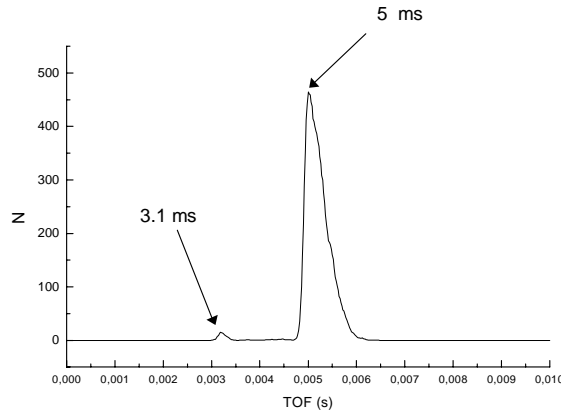


Figure 4.26 — Amélioration de l’alignement laser / jet atomique. Spectre de temps de vol quand seule la première bobine Zeeman est alimentée ($I_{Z_1} = 300 \text{ mA}$). La puissance laser utilisée est $P_L = 60 \text{ mW}$. Les atomes non ralentis ou mal ralentis ont quasiment disparu. On obtient la presque totalité des atomes autour de $t_{TOF} = 5 \text{ ms}$ ($v_f = 275 \text{ m.s}^{-1}$)

totalité de la distribution soit ralentie.

Le ralentissement du jet supersonique par l’effet de la seule première bobine du ralentisseur est très prometteur pour la suite du ralentissement (mise en fonctionnement de la deuxième bobine Zeeman) mais nous laisse tout de même avec une importante question ouverte : où sont passés les atomes 3P_0 ?

En effet, les 3P_0 ne sont pas résonants avec le laser et ne devraient donc pas être affectés par celui-ci. Ainsi, on s’attendrait à toujours avoir un signal au temps de vol rapide (3.1 ms). D’ailleurs, puisque nous travaillons avec le jet de métastables primaires, la proportion de 3P_0 devrait statistiquement être le sixième de la population totale de métastables $^3P_0 + ^3P_2$. Or, sur la figure 4.26, le nombre d’atomes n’ayant pas été ralentis (3.1 ms) est nettement inférieur au 1/6 des atomes ayant été ralentis (5 ms). Nous n’avons pas encore clairement expliqué ce phénomène mais nous pouvons émettre l’hypothèse suivante : le laser étant relativement puissant, il se peut que les 3P_0 subissent une transition non résonante (à 1 ou peut être 2 photons) qui les couple à un état radiatif (vers le fondamental) ce qui fait que nous les perdons. Cette hypothèse reste à vérifier. Toujours est-il que cela ne constitue pas un problème majeur pour nous qui nous intéressons aux atomes 3P_2 ralentis.

Après avoir ralenti les atomes de $v_0 = 560 \text{ m.s}^{-1}$ à $v_{f_{Z_1}} = 275 \text{ m.s}^{-1}$, nous avons donc continué à ralentir davantage le jet supersonique d’ Ar^* en mettant en action la deuxième partie du ralentisseur Zeeman, c’est-à-dire en alimentant la deuxième bobine par un courant I_{Z_2} .

Nous allons voir qu’en fonction de la valeur de l’intensité I_{Z_2} , la valeur du temps de vol final t_{TOF} et donc celle de la vitesse finale v_f vont varier. Il faut ici se rappeler que les champs magnétiques de la première et de la seconde bobine sont en sens opposés (voir paragraphe 4.1) et que donc les courants I_{Z_1} et I_{Z_2} sont de signes contraires.

Puisqu'on a pris $I_{Z_1} > 0$, on aura donc $I_{Z_2} < 0$.

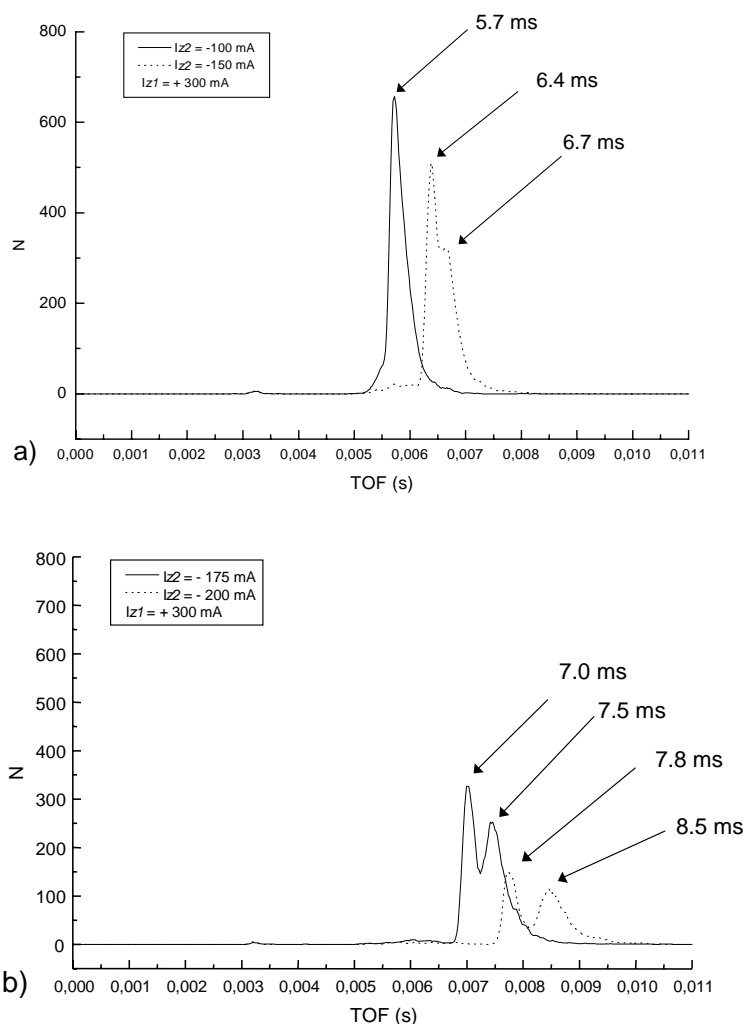


Figure 4.27 – Spectres de temps de vol obtenus quand les deux bobines de ralentissement fonctionnent, avec $I_{Z_1} = +300$ mA et différentes valeurs de I_{Z_2} . A partir de $I_{Z_2} = -150$ mA, la structure en temps de vol est double.

On montre sur les figures 4.27 a) et b) les spectres de temps de vol obtenus pour différentes valeurs de I_{Z_2} , à savoir -100 mA, -150 mA, -175 mA et -200 mA.

Il y a plusieurs commentaires à faire sur ces résultats mais avant toute chose, nous listons dans le tableau 4.43 les temps de vol expérimentaux obtenus pour les expériences menées à différentes valeurs de I_{Z_2} . Quand la structure est double, on note t_{TOF_a} le temps de vol le plus court (v_{f_a} la vitesse finale correspondante) et t_{TOF_b} le temps de

vol le plus long (v_f la vitesse finale correspondante).

$ I_{Z_2} $ (mA)	t_{TOF_a} (ms)	t_{TOF_b} (ms)
100	5.7	/
150	6.4	6.7
150	7.0	7.5
150	7.8	8.5

(4.43)

Avant de comparer les temps de vol expérimentaux aux temps de vol théoriques et de discuter la double structure, nous faisons quelques remarques générales.

La première observation qui semble triviale mais qui est importante est que le deuxième champ magnétique produit son effet de ralentissement : quand la deuxième bobine est branchée, les temps de vol finaux sont plus grands que celui donné par la seule première bobine ($t_{TOF_1} = 5$ ms). On notera que pour $I_{Z_2} = -200$ mA, le temps de vol le plus long ($t_{TOF} = 8.5$ ms) correspond, par notre modèle du calcul des vitesses finales à une vitesse finale de 94 m.s⁻¹. Cela constitue une diminution d'un facteur 5.6 sur la vitesse initiale $v_0 = 560$ m.s⁻¹. Ainsi, ces atomes ont une longueur d'onde de de Broglie 5.6 fois plus grande que les atomes non ralentis ce qui, déjà, permet d'envisager de faire avec eux des expériences d'optique atomique cohérente dont les résultats seront nécessairement différents des expériences menées avec les atomes à vitesse thermique.

Ensuite, on remarque qu'à mesure que le temps de vol final augmente (que la vitesse finale diminue), l'intensité du signal diminue. A titre d'exemple, on remarque que le nombre d'atomes à $t_{TOF} = 8.5$ ms est six fois moins important que le nombre d'atomes ralentis à $t_{TOF} = 5.7$ ms. Ceci constitue un problème important pour l'utilisation des atomes lents.

Nous attribuons cette diminution du nombre d'atomes détectés au mauvais vide que nous avons dans l'enceinte de détection. En effet, quand les bobines sont alimentées, la pression dans l'enceinte de détection est de $1 - 2 \cdot 10^{-7}$ mbar.

Plus les atomes sont lents, plus ils sont sensibles à la pression du gaz résiduel, simplement du fait qu'ils passent plus de temps dans l'enceinte et donc qu'ils ont une probabilité plus grande d'entrer en collision avec des atomes du gaz résiduel d'être déviés ou de se désexciter ainsi et finalement de n'être plus détectables.

Typiquement, dans les expériences avec des atomes froids (par exemple un piège magnéto-optique), la pression dans la chambre à vide est de l'ordre de $\sim 10^{-9}$ mbar. Nous avons pour l'instant un vide cent fois moins bon. Sans qu'il soit indispensable d'atteindre un aussi bon vide (nous ne piégeons pas les atomes), il est tout de même primordial d'obtenir une pression de l'ordre de $\sim 10^{-8}$ mbar ou quelques 10^{-9} mbar pour espérer maintenir le flux d'atomes métastables lents.

Les deux principales causes de cette mauvaise pression sont les suivantes : (i) la mauvaise qualité de l'enceinte à vide elle-même (joints Viton notamment) et (ii) le dégazage des bobines du ralentisseur qui sont directement sous vide. Expérimentalement d'ailleurs, on remarque bien que le signal atomique est moins atténué en tout début d'expérience, quand les bobines n'ont pas encore dégazé. Pour régler ce problème, nous allons, à court terme, installer une nouvelle enceinte à vide (technologie ultra vide -

jointes cuivre) et reconstruire la deuxième bobine Zeeman pour en faire une bobine externe qui ne dégazera donc pas dans l'enceinte à vide. Ces changements paraissent tout à fait nécessaires pour utiliser proprement des atomes lents.

Enfin, le dernier commentaire qu'on doit faire sur les spectres de la figure 4.27 est certainement de remarquer l'apparition d'une structure double à partir d'un courant dans la deuxième bobine valant $I_{Z_2} = -150 \text{ mA}$.

4.4.3 Double structure en temps de vol apparaissant après ralentissement.

Force est de constater que nous avons été surpris par cette double structure. Puisque le ralentissement par la seule première bobine conservait bien la distribution de vitesses, nous nous attendions naturellement qu'il en soit de même lorsque nous allons ralentir davantage en mettant en œuvre la seconde partie du ralentisseur.

Pour tenter d'analyser ce phénomène, dans le tableau 4.44, nous indiquons, en fonction de $|I_{Z_2}|$, les valeurs des temps de vol expérimentaux (t_{TOF_a} pour le temps de vol court et t_{TOF_b} pour le long) et les valeurs des temps théoriques calculés dans notre modèle.

$ I_{Z_2} $ (mA)	t_{TOF_a} (ms)	t_{TOF_b} (ms)	$t_{TOF_{th}}$ (ms)
0	5.0	/	4.9
100	5.7	/	5.8
150	6.4	6.7	6.7
175	7.0	7.5	7.4
200	7.8	8.5	8.4

(4.44)

On voit que, sans être parfait, l'accord entre théorie et expérience est bien meilleur pour les temps de vol les plus longs (t_{TOF_b}).

De cette observation, on peut émettre deux hypothèses :

Hypothèse 1 : La double structure est due à deux classes d'atomes pour lesquelles le ralentissement a été plus ou moins efficaces : les atomes dont le temps de vol est t_{TOF_b} ont été bien ralentis (leur temps de vol est proche du temps de vol théorique) ; les atomes dont le temps de vol est t_{TOF_a} ont été moins bien ralentis, ils ont "décroché" du processus de ralentissement à un certain endroit dans la deuxième bobine.

Hypothèse 2 : La double structure est due à deux classes d'atomes qui ont été toutes les deux efficacement ralenties mais dont les vitesses initiales les plus probables sont légèrement différentes. Quand ces vitesses ne sont pas ou peu ralenties, on ne distingue pas de séparation en temps de vol mais à mesure que le ralentissement se fait, cette différence initiale s'accroît jusqu'à ce qu'elle soit distinguable en temps de vol.

Cette dernière hypothèse n'est cependant pas réaliste. Cela tient au fait qu'au cours du ralentissement dans un ralentisseur Zeeman, en plus du processus de ralentissement, il y a un phénomène de refroidissement ou de compression dans l'espace des vitesses [58]. Ainsi, deux vitesses initiales voisines finissent après le ralentissement avec une quasi même vitesse finale.

Nous calculons rapidement les temps de vol théoriques correspondant deux vitesses initiales légèrement différentes, $v_0 = 560 \text{ m.s}^{-1}$ et $v'_0 = 540 \text{ m.s}^{-1}$. Dans notre modèle de calcul des temps de vol théoriques (voir paragraphe 4.4.1), le seul paramètre affecté par la valeur de la vitesse initiale est l'abscisse d'accrochage, c'est-à-dire l'abscisse à partir de laquelle l'atome va décélérer en variant linéairement avec $B(z)$. Ainsi, un atome à la vitesse v'_0 va accrocher le ralentisseur à une abscisse plus grande qu'un atome à v_0 (voir figure 4.28).

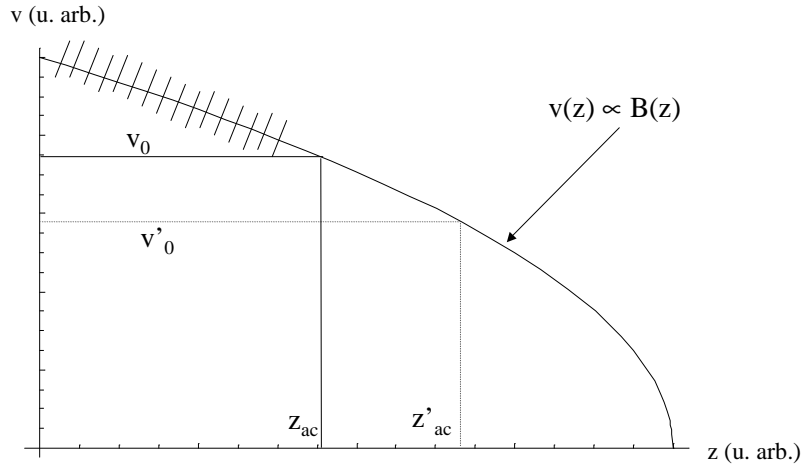


Figure 4.28 — Schéma représentant l'influence de la vitesse initiale sur l'abscisse d'accrochage.

Nous avons vu que le temps de vol théorique total est donné par

$$t_{TOF}(v_0, I_{Z_2}) = \frac{-z_A + z_{ac}}{v_0} + \int_{z_{ac}}^{z_C} \frac{1}{v_{Z_1}(z)} dz + \frac{z_D - z_C}{v_{f_1}} + \int_0^{L_2} \frac{1}{v_{Z_2}(x, I_{Z_2})} dx + \frac{z_F - z_E}{v_f} \quad (4.45)$$

d'où l'on tire que la différence $t_{TOF}(v_0, I_{Z_2}) - t_{TOF}(v'_0, I_{Z_2})$ ne dépend pas de l'intensité I_{Z_2} et est simplement donnée par :

$$t_{TOF}(v_0) - t_{TOF}(v'_0) = \frac{-z_A + z_{ac}}{v_0} + \int_{z_{ac}}^{z_C} \frac{1}{v_{Z_1}(z)} dz - \left(\frac{-z_A + z'_{ac}}{v'_0} + \int_{z'_{ac}}^{z_C} \frac{1}{v_{Z_1}(z)} dz \right) \quad (4.46)$$

En calculant cette différence de temps de vol pour $v_0 = 560 \text{ m.s}^{-1}$ ($z_{ac} = 0.24 \text{ m}$) et $v_0 = 540 \text{ m.s}^{-1}$ ($z'_{ac} = 0.32 \text{ m}$), on trouve $\mathbf{t}_{\text{TOF}}(\mathbf{v}_0) - \mathbf{t}_{\text{TOF}}(\mathbf{v}'_0) = -0.03 \text{ ms}$. Une telle différence de temps de vol est clairement en contradiction avec l'expérience dans laquelle la différence entre les deux pics de temps de vol est de plusieurs dixièmes de ms dès que $|I_{Z_2}| \geq 150 \text{ mA}$.

Des arguments présentés ici, on conclut que l'hypothèse selon laquelle la double structure en temps de vol apparaissant après ralentiement serait due à une double distribution des vitesses initiales ne peut être retenue.

On se rabat donc sur l'hypothèse 1 présentée plus haut selon laquelle, dans la deuxième bobine du ralentiement Zeeman, certains atomes "décrochent" du processus de ralentiement et, étant moins ralentis, arrivent à des temps de vol plus courts que les atomes ayant suivi tout le processus de ralentiement.

Une observation qui va dans le sens de cette hypothèse est que les temps de vol théoriques qui prennent en compte tout le processus de ralentiement sont en meilleur accord avec les temps de vol expérimentaux les plus longs.

Une autre observation est que la largeur relative du premier pic de temps de vol (atomes ayant décroché) est plus fine ($\delta t_{TOF_a}/t_{TOF_a} \sim 3\%$) que celle du deuxième ($\delta t_{TOF_b}/t_{TOF_b} \sim 7\%$). Cela peut se comprendre par le fait qu'un décrochement abrupt du processus de ralentiement produit un effet de compression des vitesses plus important que si le décrochement est "mou" [58]. Aussi, dans cette hypothèse, puisqu'il y a deux et seulement deux pics de temps de vol, cela veut dire que les atomes décrochent à un endroit précis de la bobine (si le décrochage se faisait sur un continuum d'abscisses de la seconde bobine, le temps de vol final serait constitué d'un continuum de pics, c'est-à-dire un pic très large). Les atomes décrochant le font donc à un endroit précis de la bobine et ce décrochement est plus abrupt (car plus localisé) que le décrochement des atomes en fin de bobine où le champ de fuite est probablement lentement variable.

Il reste à avoir une idée de ce qui pourrait causer un tel décrochement des atomes à une abscisse précise du ralentiement. Cela tient encore de l'hypothèse mais on peut supposer que, si le faisceau laser est légèrement divergent, la condition de saturation de la transition n'est plus respectée à un endroit donné et les atomes étant à cet endroit décrochent.

Cette hypothèse est plausible et il faudra -dans un avenir proche- refaire les expériences de temps de vol avec un faisceau laser dont on est sûr qu'il est convergent et voir alors, si la double structure en temps disparaît.

Si tel était le cas, on aurait trouvé la raison de cette double structure, sinon, il faudra en chercher d'autres causes.

4.5 Etude de l'échange de métastabilité en temps de vol.

Dans l'avant dernière partie de ce chapitre, nous allons exposer une première expérience (autre que le ralentissement lui-même) que nous avons pu mener avec les atomes ralentis.

L'imagerie du jet ralenti (miroir fendu + détecteur à position) n'ayant pas été totalement mise en place avant la fin de mon séjour doctoral, nous n'avions alors que le dispositif de temps de vol comme unique moyen d'analyse des atomes lents.

Cependant, nous avons réussi à faire une expérience intéressante permettant d'étudier l'efficacité de l'échange de métastabilité dans des conditions particulières (jet de métastables polarisés en état de spin sur jet de fondamentaux colinéaire) et à des énergies de collision très faibles ($10.7 \rightarrow 23.7 \text{ meV}$).

Cette étude s'avère intéressante car l'échange de métastabilité $Ar^* + Ar$ n'a jamais été étudié dans cette gamme d'énergie.

Méthode expérimentale.

Le principe de la méthode est simple.

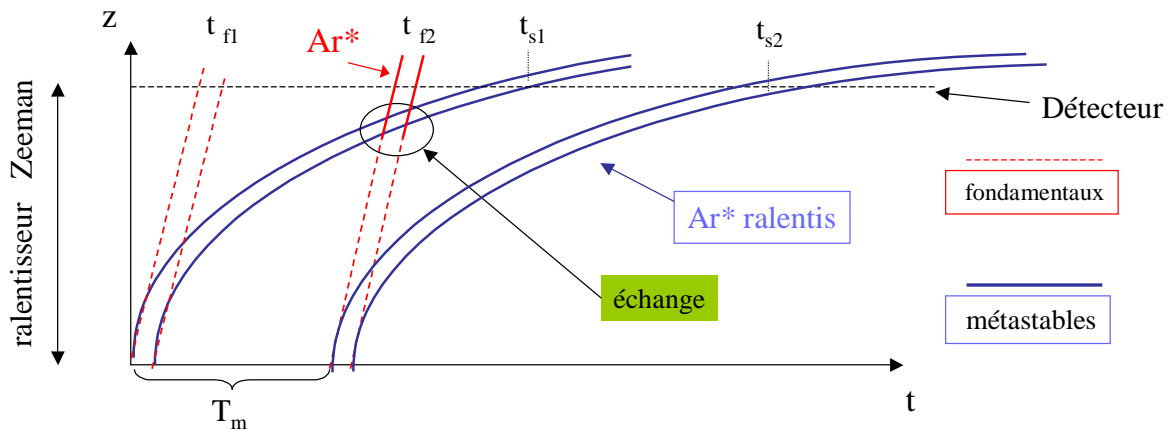


Figure 4.29 — Diagramme (z,t) donnant le principe de l'expérience pour l'étude de l'échange de métastabilité en temps de vol. Les temps t_f et t_s correspondent respectivement aux atomes non ralentis (f pour “fast”) et aux atomes ralentis (s pour “slow”).

En hachant suffisamment rapidement le faisceau atomique avec un disque à deux fentes, on va s'arranger pour qu'un paquet d'atomes métastables issus de la première

fente et ralenti par le ralentisseur Zeeman se fasse rattraper par un paquet de fondamentaux issus de la deuxième fente et, bien sûr, non ralenti.

Quand le paquet d'atomes rapides (au fondamental) rattrape le paquet d'atomes lents (métastables), les deux paquets se recouvrent et on se retrouve dans des conditions permettant l'échange de métastabilité. Ce principe simple est résumé sur la figure 4.29.

Pour cette expérience, on a donc utilisé un disque à deux fentes pour les atomes. Ce nouveau disque est quasiment le même que celui de la figure 4.20 a) mais avec une fente en plus, placée à 90° de la première. Il est important de noter que l'on a gardé une seule fente de synchronisation (fente photodiode).

Ainsi, un cycle d'acquisition permet le passage de deux "bouffées" d'atomes et seulement deux. Si on note T_v la vraie période de rotation du disque à fentes, on a $T_m = T_v/4$ le temps entre le passage des deux fentes (voir figure 4.29).

On montre sur la figure 4.30 un spectre typique obtenu dans une expérience dans laquelle la fréquence de rotation du moteur du disque à fentes est 100 Hz , ce qui donne un temps de passage entre les deux fentes $T_m = 2.5\text{ ms}$. On a choisi un courant $I_{Z_2} = -80\text{ mA}$ d'alimentation de la deuxième bobine Zeeman, de sorte que la vitesse finale des atomes ralenti soit $v_s = 230\text{ m.s}^{-1}$ (correspondant pour les atomes issus de la première fente à un temps de vol de $t_{s_1} = 5.3\text{ ms}$).

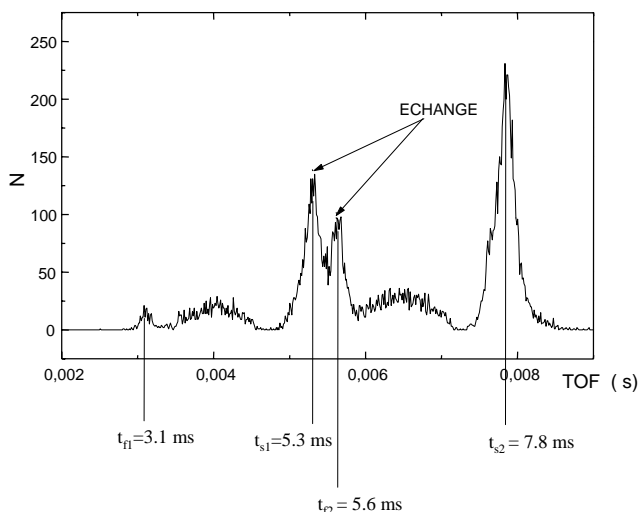


Figure 4.30 — Spectre de temps de vol obtenu dans une expérience d'étude d'échange de métastabilité. L'intervalle de temps entre le passage des deux fentes est $T_m = 2.5\text{ ms}$. Les atomes ralenti ont une vitesse finale centrale $v_s = 230\text{ m.s}^{-1}$ (ce qui, pour les atomes issus de la première fente, correspond à temps de vol $t_{s_1} = 5.3\text{ ms}$). L'échange de métastabilité se voit par les différences dans l'intensité du signal $I_{t_{f_1}} < I_{t_{f_2}}$ et $I_{t_{s_1}} < I_{t_{s_2}}$. Le disque hacheur utilisé ne comporte que deux fentes à 90° de sorte que l'échange ne se produise pas pour les atomes ralenti issus de la deuxième fente (t_{s_2}) ni pour les rapides issus de la première fente (t_{f_1}).

Ce résultat illustre bien la façon dont on peut obtenir un signal de temps de vol traduisant l'échange de métastabilité. On voit qu'il y a quatre pics de temps de vol sur ces spectres (on ignore ici les deux pics larges des atomes mal ralentis). Le premier $t_{f_1} = 3.1 \text{ ms}$ correspond aux atomes non ralentis ($v_0 = 560 \text{ m.s}^{-1}$) issus de la première fente (la notation est "f" pour "fast", "1" pour première fente). Le pic à $t_{s_1} = 5.3 \text{ ms}$ correspond aux atomes ralentis ($v_s = 230 \text{ m.s}^{-1}$) issus de la première fente ("s" pour "slow"). Ainsi $t_{f_2} = 5.6 \text{ ms}$ est le signal des atomes rapides issus de la deuxième fente et $t_{s_2} = 7.8 \text{ ms}$ celui des atomes lents issus de la deuxième fente.

On remarque d'emblée que l'intensité du signal à t_{f_2} est bien plus grande que celle du signal à t_{f_1} . Cette augmentation du signal est due à l'échange de métastabilité comme le schématise la figure 4.29 entre les atomes au fondamental issus de la deuxième fente et les atomes ralentis issus de la première. Bien sûr, les atomes lents de la première fente ayant échangé leur métastabilité ne sont pas détectables au temps t_{s_1} et donc le signal à t_{s_1} est moins intense qu'au temps t_{s_2} où les atomes lents de la deuxième fente ne peuvent pas échanger leur métastabilité.

En faisant la même expérience avec des valeurs de I_{Z_2} différentes, on peut donc étudier l'efficacité de l'échange pour différentes vitesses v_s du jet de métastables ralentis. Cela donne également une idée de cette efficacité à différentes énergies de collision. En effet, soit $v_0 = 560 \text{ m.s}^{-1}$ la vitesse des atomes au fondamental et v_z la vitesse des atomes ralentis au moment du recouvrement des deux jets. Pour simplifier, on va considérer que $v_z \approx v_s$, c'est-à-dire que le recouvrement se fait après la fin du processus de ralentissement, c'est-à-dire au delà de la fin de la seconde bobine Zeeman.

Ainsi, la vitesse relative (v_r) entre le jet de fondamentaux et le jet de métastables ralentis est :

$$v_r = v_0 - v_s \quad (4.47)$$

et l'énergie de collision dans le centre de masse (E_c) est simplement donnée par :

$$E_c = \frac{1}{2} \mu v_r^2 \quad (4.48)$$

où $\mu = M/2$ est la masse réduite, M étant la masse de l'atome d'argon.

On a pu réaliser cette expérience pour des vitesses des atomes ralentis v_s allant de 80 à 237 m.s^{-1} ce qui donne des vitesses relatives allant de 323 à 480 m.s^{-1} .

Les énergies de collision correspondantes sont $5.9 \text{ meV} \leq E_c \leq 23.7 \text{ meV}$. L'échange de métastabilité à de si faibles énergies de collision n'a pas encore été étudié expérimentalement pour l'argon.

La limite supérieure des énergies de collision explorées (qui correspond à la plus basse valeur de v_s) est due au faible flux atomique que nous avons pour les vitesses faibles. Pour avoir un signal exploitable, on ne peut en effet pas descendre sous la limite $v_s \leq 80 \text{ m.s}^{-1}$. La limite inférieure des énergies de collision est quant à elle due au recouvrement des deux paquets qui n'est plus assuré quand les atomes ralentis ne sont justement pas assez ralentis. Autrement dit, pour $v_s \geq 240 \text{ m.s}^{-1}$, les atomes au fondamental n'ont pas le temps de rattraper les métastables avant d'arriver au détecteur.

Sur la figure 4.31, on montre la valeur du rapport entre l'aire du pic au temps t_{f_2} et celle au temps t_{s_2} en fonction de la vitesse centrale des atomes ralentis (v_s). On étudie ce rapport car la contribution de l'échange dans le spectre de temps de vol se trouve (comme nous l'avons expliqué) dans le pic à t_{f_2} . Pour normaliser la contribution de l'échange total au signal des métastables ralentis, il est raisonnable de diviser ce signal par l'aire du pic à t_{s_2} qui traduit bien le nombre de métastables ralentis non échangés. On appelle "efficacité de l'échange" ce rapport I_{f_2}/I_{s_2} .

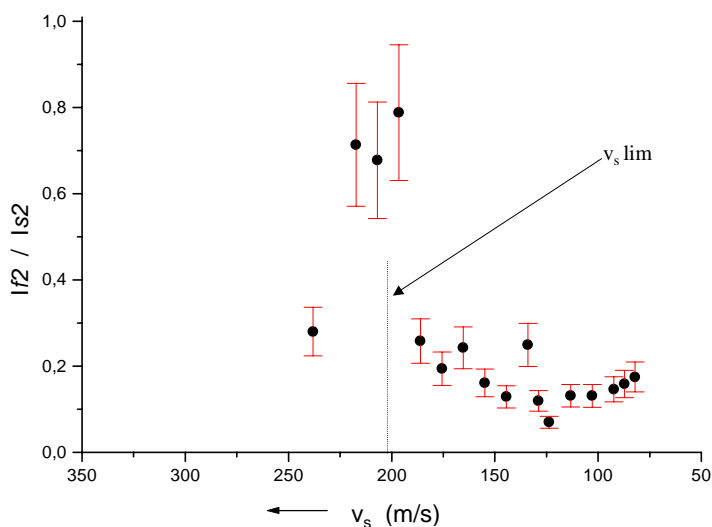


Figure 4.31 — Efficacité de l'échange de métastabilité en fonction de la vitesse centrale des atomes ralentis v_s . La vitesse $v_{s_{lim}} = 203 \text{ m.s}^{-1}$ est la vitesse correspondant au temps de vol des atomes rapides issus de la deuxième fente ($t_{f_2} = 5.6 \text{ ms}$). Les barres d'erreurs viennent des incertitudes expérimentales et d'éventuels recouvrements entre les pics de temps de vol.

Comment interpréter cette courbe ?

Tout d'abord, il faut bien voir que nous détectons les atomes métastables sur le miroir de renvoi du laser (voir 4.20) c'est-à-dire dans une région finie de l'espace (d'où, du point de vue de la collision des deux jets, un angle solide de détection fini qui dépend bien entendu de la distance entre l'abscisse où se passe l'échange et le détecteur). Donc, ce qu'on appelle "efficacité de l'échange de métastabilité" est en réalité une efficacité dans un domaine angulaire (dépendant de l'énergie de collision) qui n'est rien d'autre que l'acceptance angulaire du détecteur.

On montre sur la figure 4.31 une valeur particulière de v_s que l'on a nommée $v_{s_{lim}}$. Elle correspond à la vitesse finale centrale des atomes ralentis qui donne le même temps de vol que le celui des atomes rapides issus de la deuxième fente. Plus clairement, si $v_s < v_{s_{lim}}$, le temps central de vol t_{s_1} des atomes ralentis issus de la première fente est

plus grand que le temps auquel arrivent les atomes rapides issus de la seconde fente (t_{f_2}) et on est sûr que la majorité des atomes ralentis se sont faits dépasser par des rapides. Si $v_s > v_{slim}$, alors $t_{s_1} < t_{f_2}$ et dans ce cas seule la queue de la distribution des atomes ralentis est susceptible de se faire échanger (c'est le cas sur le spectre de la figure 4.30).

On s'aperçoit donc en regardant la figure 4.31 que pour $v_s < v_{slim}$, l'efficacité de l'échange (comme nous l'avons définie) est notablement plus faible que pour $v_s \sim v_{slim}$. Cela est apparemment contradictoire puisque quand $v_s < v_{slim}$, tous (ou presque tous) les atomes ralentis se sont faits rattraper par les rapides et qu'en termes de flux, cela devrait être favorable par rapport au cas où seule une partie de la distribution des atomes se fait rattraper ($v_s \sim v_{slim}$).

Pour essayer de comprendre cela, il faut regarder plus en détails la cinématique de la collision.

Si on considère que l'échange de métastabilité a lieu à une abscisse z'_{ech} entre la fin de la deuxième bobine du ralentisseur ($z' = 0$) et le détecteur, alors l'angle solide (dans le laboratoire) sous lequel on voit le détecteur depuis z'_{ech} est simplement donnée par :

$$\Omega_{ech_{lab}} = 2\pi \left(1 - \frac{L_d - z'_{ech}}{\sqrt{(L_d - z'_{ech})^2 + (D/2)^2}}\right) \quad (4.49)$$

où $L_d = 32 \text{ cm}$ est la distance entre la fin de la deuxième bobine et le détecteur, $D = 2.3 \text{ cm}$ est le diamètre du miroir - détecteur.

On a tracé cette fonction sur la figure 4.32.

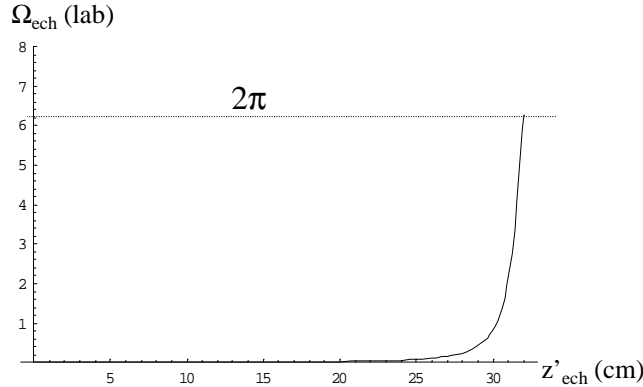


Figure 4.32 — Angle solide sous lequel on voit le détecteur (abscisse 32 cm) depuis une abscisse z'_{ech} entre la fin de la deuxième bobine Zeeman et le détecteur.

On voit que la valeur de $\Omega_{ech_{lab}}$ est très faible dès lors qu'on est à plus de 2 à 3 cm du détecteur ($z'_{ech} < 29 - 30 \text{ cm}$) et tend rapidement vers 2π (demi-espace) quand $z'_{ech} > 30 \text{ cm}$.

Autrement dit, plus l'échange se passe près du détecteur, plus on a de chance de détecter les atomes échangés quelque soit la direction après la collision ; si l'échange se passe plus loin, seuls les atomes métastables repartant dans la direction de propagation du jet seront détectés.

Ce facteur cinématique explique en partie que l'efficacité de l'échange de métastabilité mesurée soit plus importante pour les vitesses v_s grandes (l'échange a lieu près du détecteur) que pour les v_s faibles où l'échange a lieu plus loin.

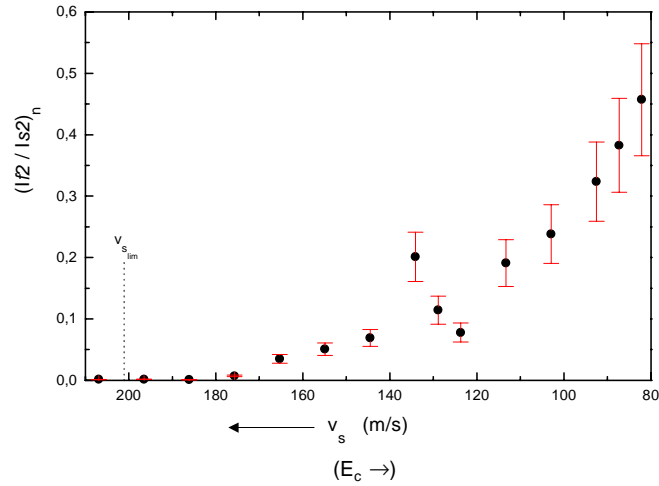


Figure 4.33 — Efficacité de l'échange normalisée par l'angle solide $\Omega_{ech_{lab}}$.

Lorsqu'on normalise le signal I_{f_2}/I_{s_2} des points de la courbe de la figure 4.31 par la valeur de l'angle solide correspondant, on obtient les résultats montrés sur la figure 4.33.

Ces résultats ne constituent pas encore des mesures de sections efficaces d'échange de métastabilité mais laissent présager deux choses :

(i) d'après les figure 4.31 et 4.32, on déduit que le jet échangé à des énergies de collision de quelques dizaines de meV ne va pas conserver la fine distribution angulaire du jet supersonique initial : en effet on a vu que le signal d'échange non normalisé par l'angle solide est très faible pour les vitesses basses du paquet d'atomes ralenti. Cela veut probablement dire qu'après la collision les atomes ayant subi l'échange ne suivent pas la direction de propagation initiale mais partent plutôt dans toutes les directions. Le paquet d'atomes métastables échangés n'est donc pas très directif. Ceci est contraire au cas du jet produit par échange de métastabilité au niveau de la source [où l'énergie de collision est plus faible ($\sim 1 meV$)] qui a quasiment la même distribution angulaire (très fine) que le jet supersonique des atomes au fondamental (chapitre 1).

(ii) d'après la figure 4.33, on peut supposer que la section efficace de l'échange de métastabilité est, dans cette gamme d'énergie, croissante en fonction de l'énergie de collision.

4.6 Perspectives.

Nous avons vu dans ce chapitre la mise en place du ralentissement du jet supersonique d'argon métastables. Les spectres de temps de vol obtenus lorsque seule la première bobine est alimentée montre qu'on arrive à ralentir la distribution initiale des vitesses "en bloc", ce qui est un résultat très encourageant.

Nous avons remarqué que les atomes d' Ar^* dans l'état 3P_0 , bien que non résonants avec le laser utilisé, disparaissaient quasi totalement quand nous mettions en œuvre le ralentisseur. Il faudra expliquer ce phénomène (transitions non résonantes à 1 ou 2 photons rendues possibles grâce à une puissance laser suffisante?). En soi, ce fait est intéressant car des projets d'expériences (*i.e.* le biprisme atomique de Fresnel) nécessitent d'éliminer les 3P_2 .

Quand nous avons mis en fonctionnement la deuxième partie du ralentisseur, nous avons réussi à ralentir les atomes à vitesses inférieures à 100 m.s^{-1} . Nous avons alors observé que pour des courants d'alimentation $|I_{Z_2}| \geq 150 \text{ mA}$, la structure en temps de vol était double. Nous avons émis l'hypothèse que cela était le fruit d'un décrochage de certains atomes en fin de ralentisseur qui pourrait être du à une divergence trop importante du faisceau laser. Cette hypothèse reste à vérifier en refaisant ces expériences avec un faisceau laser qu'on sait être convergent.

De plus, pour améliorer l'efficacité du ralentisseur (obtenir des atomes plus lents), il paraît indispensable d'améliorer la qualité du vide dans l'enceinte de détection. Cela sera fait en changeant cette enceinte de détection par une enceinte de technologie ultra-vide et en refaisant une seconde bobine Zeeman externe ce qui supprimera les effets néfastes du dégazage des bobines actuelles qui sont placées directement sous vide.

Une autre perspective très proche et très importante est l'imagerie du faisceau ralenti. En effet, cela n'a pas pu être fait avant la fin de mon séjour doctoral notamment à cause de problèmes récurrents au niveau de la source atomique. Il y certainement beaucoup à apprendre de l'imagerie du faisceau d'atomes lents : cela permettra entre autres choses de savoir si le ralentissement préserve la finesse angulaire du jet superfine d'atomes métastables et, peut être, de donner des indications sur la distribution angulaire des atomes métastables issus de la collision entre le jet fondamental rapide et le jet de métastables lents que nous avons décrite dans le paragraphe précédent.

Enfin, à plus long terme, il faudra utiliser les atomes très lents pour réaliser de nouvelles expériences de diffractions atomiques élastiques ou inélastiques.

Conclusion

La première partie de cette thèse a été consacrée à la réalisation d'un nouveau type de source pour l'optique atomique, à savoir celle d'un jet superfin d'atomes métastables. Ce jet superfin est créé par l'échange de métastabilité entre les atomes de gaz rares au fondamental issus d'un jet supersonique et des atomes métastables produits par bombardement électronique. Les propriétés du jet d'atomes métastables ainsi produit sont remarquables : la dispersion relative des vitesses est de l'ordre de $\delta v/v \sim 1 - 2\%$ et l'ouverture angulaire est $\delta\theta \sim 0.35 \text{ mrad}$. A une distance de 50 cm de la source le diamètre de cohérence des paquets d'onde est pour Ar^* par exemple $\phi_c \sim 600 \text{ nm}$. Une amélioration envisageable est, d'une part, l'utilisation de jet supersonique de type "Campargue" ($\delta v/v \sim 0.5\%$) pour affiner encore la dispersion de vitesse du jet échangé et, d'autre part, l'utilisation d'une source à décharge pour augmenter la production de métastables et ainsi la brillance du jet produit par échange. Ce type de source est certainement un nouvel outil très intéressant pour l'optique atomique. Une étude théorique de l'utilisation d'un jet superfin de He^* (3S_1) dans un interféromètre de type Stern-Gerlach a montré qu'on pouvait espérer réaliser des jets atomiques quasi non diffractifs (de type faisceaux de Bessel en optique lumineuse) dont le diamètre peut être de la centaine de nanomètres [59]. Ainsi, au vu de l'énergie interne des atomes de $^3S_1, He^*$ (19.8 eV), ces jets sont de très bons candidats pour la nano-lithographie atomique.

Dans le deuxième chapitre de ce travail, nous avons démontré les propriétés de cohérence des jets superfins d'atomes métastables en réalisant deux types différents d'expériences de diffraction atomique. Nous avons en premier lieu exposé la diffraction d'atomes de He^* , Ne^* , et Ar^* par un nano-réseau par transmission ($\Lambda = 100 \text{ nm}$). Outre la démonstration expérimentale des qualités de cohérence du jet superfin d'atomes métastables (obtention des profils de diffraction), nous avons pu mesurer à partir de ces profils les constantes C_3 de l'interaction de van der Waals pour He^* , Ne^* et surtout pour Ar^* , mesure qui n'avait jamais été effectuée. Nous avons également montré la diffraction du jet superfin d'atomes métastables pour des réseaux micrométriques par réflexion. Ces expériences sont importantes car elles montrent qu'en dépit de la désexcitation des atomes métastables près de la surface, les réseaux par réflexion sont utilisables avec des atomes métastables de vitesse thermique (plusieurs centaines de

$m.s^{-1}$) et constituent donc un nouvel outil pour l'optique atomique.

Dans la troisième partie de la thèse, nous avons étudié ce que nous avons appelé les transitions van der Waals - Zeeman. Nous avons montré qu'un atome de Ne^* (3P_2) dans un sous niveau Zeeman initial donné peut changer d'état Zeeman à cause de son interaction avec une surface proche. Ces transitions sont dues aux termes non diagonaux du hamiltonien de l'interaction de van der Waals entre l'atome métastable et la surface. Les résultats expérimentaux que nous avons exposés démontrent clairement l'observation du phénomène. Nous avons ensuite calculé les probabilités de transition dans le modèle Landau-Zener. Ce calcul s'accorde relativement bien à l'expérience (tout du moins pour les transitions de $\Delta m = 1$) et permet de prévoir le comportement de la probabilité de transition en fonction de la vitesse atomique initiale. On a remarqué que, pour un angle fixé entre la direction du champ magnétique et la direction normale à la surface, cette probabilité augmente quand la vitesse diminue. Ayant entrepris le ralentissement du jet supersonique de Ar^* (Cf. le chapitre 4), ces résultats sont encourageants pour mener des expériences de transition van der Waals - Zeeman avec des atomes ralentis. A la fin de ce troisième chapitre, nous avons discuté de perspectives enthousiasmantes sur l'utilisation des transitions vdW-Z pour l'interférométrie atomique. La zone d'action du potentiel non scalaire de van der Waals ($2 - 5 \text{ nm}$) joue le rôle d'une fente très étroite capable de fortement diffracter la partie du paquet d'onde atomique incident la traversant. Supposant une largeur de cohérence atomique suffisante pour couvrir deux barreaux opposés d'une fente d'un réseau par transmission, nous avons exposé la possibilité de réaliser à partir des transitions vdW-Z un biprisme de Fresnel atomique. La figure d'interférence donnée par un tel biprisme contient beaucoup d'informations sur l'amplitude de probabilité de transition vdW-Z de l'atome métastable au voisinage de la surface, c'est-à-dire à une échelle nanométrique.

Enfin, dans le dernier chapitre, nous avons détaillé la mise en place du ralentissement Zeeman du jet supersonique d'argon métastable. Les spectres de temps de vol obtenus lorsque seule la première bobine est alimentée montre qu'on arrive à ralentir la distribution initiale des vitesses "en bloc" ce qui est un résultat important et très prometteur. Quand les deux parties du ralentisseur fonctionnent, nous avons réussi à ralentir des atomes à des vitesses inférieures à la centaine de $m.s^{-1}$. Nous avons alors observé une double structure en temps de vol pour laquelle nous avons émis une hypothèse d'explication et proposé une expérience capable de tester cette hypothèse. Nous avons également décrit une expérience basée sur un double hachage du jet atomique qui nous a permis d'étudier l'échange de métastabilité $Ar^* + Ar \rightarrow Ar + Ar^*$ à des énergies de collision variant entre 10 et 23 meV . A partir de cette expérience, on a pu se faire une idée du comportement de la section efficace totale d'échange en fonction de l'énergie de collision. Un calcul plus rigoureux de la section efficace différentielle intégrée sur l'acceptance angulaire du détecteur reste à faire.

A court terme une étude importante qu'il faudra faire du jet d'atomes ralentis est celle de sa distribution spatiale à l'aide du détecteur à position et du miroir fendu. Une question importante est de savoir si la faible ouverture angulaire du jet supersonique est préservée au cours du ralentissement. Notamment pour le jet secondaire, il faudra savoir si, après ralentissement, son ouverture angulaire est toujours aussi fine que 0.35 mrad

et sinon, mettre en place les moyens (optiques) propres à l'améliorer. A moyen terme, l'utilisation des atomes ralentis permettra l'étude plus détaillée des transitions van der Waals - Zeeman grâce à un temps d'interaction plus long entre l'atome métastable et la surface. Dans ce contexte, une perspective qui est, selon moi, extrêmement passionnante est la réalisation expérimentale du biprisme de Fresnel atomique. Plus généralement, l'interaction d'un jet d'atomes métastables lents, suffisamment fin et cohérent, doit faciliter l'observation de la diffraction atomique qu'elle soit élastique ou inélastique, par des structures nano et micrométriques en transmission ou en réflexion, que celles-ci soient périodiquement organisées (réseaux) ou distribuées de façons désordonnées sur un plan ("speckle atomique").

On voit bien que s'ouvre là un vaste domaine de recherche.

Calcul de la figure de diffraction dans le cas d'un réseau par réflexion.

Comme dans le cas des réseaux par transmission, l'amplitude de diffraction $A(\theta)$ est donnée par le produit : $A(\theta) = f(\theta)g(\theta)$. $f(\theta)$ correspond à l'amplitude de diffraction d'une fente unique (ou d'un barreau unique dans le cas présent) ; pour la calculer, il faut tenir compte de toutes les interactions que subit l'atome (interaction vdW, interaction magnétique, etc...). Quant à $g(\theta)$, c'est l'amplitude de diffraction donnée par le réseau, qui est purement géométrique. Si on reprend les notations de la figure 2.11, la différence de marche δs entre deux rayons atomiques incidents de vecteur d'onde incident k_i et éclairant deux miroirs consécutifs du réseau de période Λ est simplement égale à :

$$\delta s = \Lambda(\cos \theta - \cos \theta_i) \quad (\text{A.1})$$

Il s'ensuit immédiatement que le déphasage $\varphi(\theta)$ entre ces deux rayons est :

$$\varphi(\theta) = k_i \delta s = k_i \Lambda (\cos \theta - \cos \theta_i) \quad (\text{A.2})$$

Ainsi, l'amplitude $g(\theta)$ pour un réseau par réflexion où l'on considère qu'il est constitué de p miroirs actifs est donc donnée par :

$$g(\theta) = \frac{\sin(p+1)\varphi/2}{\sin \varphi/2} \quad (\text{A.3})$$

Le facteur $g(\theta)$ est donc entièrement connu puisque l'on connaît k_i , Λ et θ_i . C'est lui qui va donner la position en θ de ce que nous pouvons appeler "les pics du réseau".

Il s'agit donc maintenant de calculer le facteur $f(\theta)$. Ce facteur $f(\theta)$ correspond à la diffraction par une structure plus étroite que le réseau et est donc plus large en θ que $g(\theta)$. $f(\theta)$ constitue donc une enveloppe pour le signal $g(\theta)$ des pics du réseau, l'amplitude totale de diffraction étant donnée par $A(\theta) = f(\theta)g(\theta)$.

A.0.1 Principe de calcul de l'amplitude de diffraction $f(\theta)$ due à un barreau unique.

Pour calculer le facteur $f(\theta)$ dans le cas d'un réseau par réflexion, il s'agit d'adapter le calcul présenté pour les réseaux par transmission (voir paragraphe 2.1.4) au cas présent.

Nous considérons à nouveau un régime de Fraunhofer (toujours bien adapté ici). Un élément d'amplitude de diffraction dU d'une onde plane incidente par une surface de diffraction (d'élément de surface dS) est donnée par

$$dU = CdS \exp i\Phi \quad (\text{A.4})$$

où Φ est déphasage entre l'onde émergeant d'un point de référence (origine) et l'onde émergeant de l'élément de surface dS .

Ce déphasage comporte deux termes, $\Phi = \phi + \alpha$.

où $\phi = \vec{\delta k} \cdot \vec{r}$ est le déphasage purement géométrique avec \vec{r} la distance entre l'origine et l'élément de surface diffractant et $\vec{\delta k} = \vec{k}(\theta) - \vec{k}_i$ est la différence entre le vecteur d'onde diffracté à l'angle θ et le vecteur d'onde incident.

α est le déphasage dû à l'interaction van der Waals entre l'atome et le réseau par réflexion. De nouveau, moyennant quelques approximations, on va le calculer de façon semi-classique.

A.0.2 Calcul du déphasage purement géométrique ϕ .

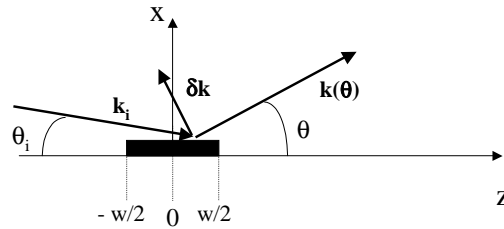


Figure A.1 — Géométrie pour le calcul du déphasage géométrique ϕ , sur une barre diffractante de largeur w .

La géométrie de l'expérience pour le calcul de ϕ est rappelée sur la figure A.1. On rappelle que ϕ est donné par $\phi = \vec{\delta k} \cdot \vec{r}$ où \vec{r} désigne le point diffracteur sur l'objet diffractant et $\vec{\delta k} = \vec{k}(\theta) - \vec{k}_i$.

Dans notre cas, la barre diffractante est unidimensionnelle (selon z) et le déphasage ϕ s'écrit simplement :

$$\begin{aligned} \phi &= \vec{\delta k} \cdot \vec{r} \\ &= k_i (\cos \theta - \cos \theta_i) z \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

avec $-w/2 \leq z \leq +w/2$.

A.0.3 Calcul du déphasage α dû à l'interaction de van der Waals entre l'atome et la surface.

La tâche se corse quelque peu quand il faut calculer le déphasage α dû à l'interaction vdW entre l'atome et la barre diffractante. En effet, une complication importante vient du fait que, contrairement au cas d'un réseau par transmission, la trajectoire de l'atome n'est plus rectiligne le long d'une équipotentielle (voir figure A.2).

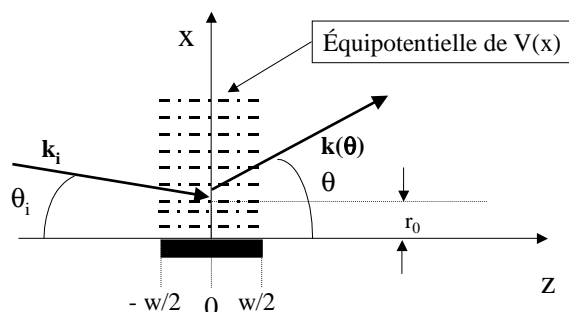


Figure A.2 — Géométrie pour le calcul du déphasage α dû à l'interaction de vdW . r_0 est la distance de plus courte approche où $V(r_0)=E_0$.

Une difficulté supplémentaire réside dans le calcul de la distance de plus courte approche r_0 où $V(r_0) = E_0$. En effet, on voudra insérer dans le calcul une distribution de vitesses $\delta\vec{v}$, qui correspondra à une distribution de vecteurs d'onde $\delta\vec{k}_i$. Or cette dispersion va forcément introduire une distribution δr_0 des distances de plus courtes approches, ce qui complique assez fortement le calcul des déphasages α .

Dans le cas présent, un traitement très rigoureux des déphasages vdW n'est pas nécessaire pour obtenir une figure de diffraction calculée en bon accord avec l'expérience. En conséquence, pour s'affranchir du calcul de toutes les distances de plus courte approche, on simplifiera la modélisation du potentiel d'interaction.

Un calcul relativement exact permet d'obtenir le potentiel non simplifié, somme du potentiel vdW et d'un potentiel répulsif entre un atome He^* et un métal. Si on appelle $V(x)$ ce potentiel, il est de la forme :

$$V(x) = -\frac{C_3}{x^3} + \frac{\beta}{x^9} \quad (\text{A.6})$$

A partir de données spectroscopiques, on peut calculer la constante C_3 pour He^* . Ceci a été fait par le précédent doctorant de l'équipe : J.-C. Karam [42]. On trouve ainsi que $C_3 = 1.31 \text{ u.a.}$. La partie répulsive du potentiel (β) peut être calculée en transposant la méthode de Zaremba and Kohn [60] (qui l'ont calculée pour He au fondamental) au cas de l'hélium métastable He^* .

Il est commode dans les calculs de déphasage, d'introduire la quantité $U(x) = 2MV(x)$ où M est la masse atomique.

On obtient finalement le potentiel réduit suivant (en unités atomiques) :

$$U(x) = -\frac{1.9225 \cdot 10^4}{x^3} + \frac{2.46702 \cdot 10^9}{x^9} \quad (\text{A.7})$$

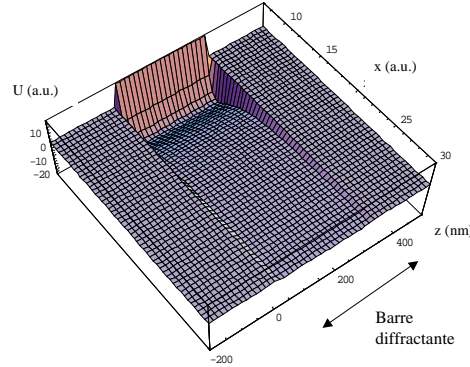


Figure A.3 — Potentiel réduit U (potentiel van der Waals + potentiel répulsif) le long d'une barre diffractante (coordonnée z (nm)), en fonction de la distance atome-surface (coordonnée x (u.a.)).

On peut ainsi tracer ce potentiel en fonction de z (axe de propagation) et de x (distance atome-surface) (figure A.3). Ce graphe est fait autour d'une seule barre diffractante de largeur 300 nm , en supposant que le potentiel s'annule abruptement en dehors de la barre.

Revenons maintenant au problème posé plus haut : celui du calcul de la distance de plus courte approche. Pour calculer cette distance de plus courte approche, il faut trouver la distance à laquelle la valeur de l'énergie cinétique transverse incidente est égale à la valeur du potentiel répulsif. En termes du potentiel réduit $U(x)$ et du nombre d'onde incident k_i , cela revient à déterminer x tel que $U(x) = k_{\perp}^2 = (k_i \sin \theta_i)^2$. Or, on a $k_i = 5.83 \text{ u.a.}$ d'où pour $\theta_i = 7 \text{ mrad}$, $k_{\perp}^2 = 1.610^{-3} \text{ u.a.}$ On peut donc considérer que, à 10^{-3} près, la distance de plus courte approche correspond à la distance $x = x_0 = 7.1 \text{ u.a.}$ où le potentiel $U(x)$ change de signe ($U(x_0) = 0$, voir figure A.4). En considérant une dispersion relative $\delta \vec{k}_i$ des vecteurs d'onde incidents de 1 %, on fera l'approximation que la distance de plus courte approche est fixe quel que soit \vec{k}_i . Ainsi, on peut très raisonnablement simplifier le potentiel $U(x)$ en introduisant un mur infini de potentiel en $x = x_0$ (voir figure A.4).

Nous savons calculer le déphasage dû à un potentiel dans le cas de la transmission comme nous l'avons vu dans la première partie de ce chapitre (2.1). Nous allons donc essayer d'adapter le cas de la transmission à celui de la réflexion. Pour cela nous allons nous aider de la simplification du potentiel que nous venons d'introduire.

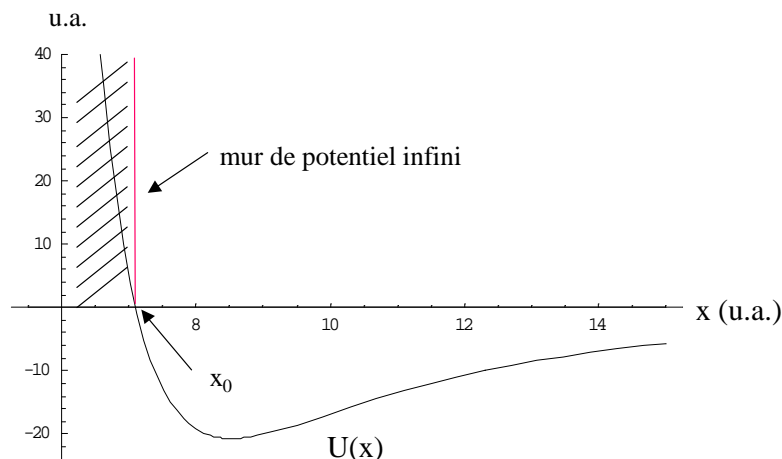


Figure A.4 — Simplification du potentiel réduit $U(x)$ par un mur infini placé en $x_0 = 7.1$ u.a..

On fait le changement de variable $\xi = x - x_0$ où x_0 est la distance de plus courte approche fixée une bonne fois pour toutes (7.1 u.a.). On définit le potentiel $W(\xi)$ symétrique en ξ tel que $W(\xi) = W(-\xi) = V(x > x_0)$. Sur la figure A.5 est représenté le modèle utilisé. Une onde atomique plane de vecteur d'onde incident k_i entre dans le potentiel $W(\xi > 0)$ sous un angle d'incidence θ_i et accumule un certain déphasage α_1 (que l'on calculera juste après). En arrivant sur le mur de potentiel ($\xi = 0$), cette onde est diffractée dans la direction θ et subit à nouveau l'influence du potentiel $W(\xi > 0)$, accumulant un autre déphasage α_2 . Pour se ramener au cas du problème par transmission, l'astuce consiste à dire qu'au lieu de calculer le déphasage α_2 de l'onde réfléchie dans la direction θ , il revient au même de calculer le déphasage d'une onde transmise dans la direction $-\theta$ subissant le potentiel $W(-\xi) = W(\xi)$.

Il s'agit désormais de calculer le déphasage accumulé par l'onde tout au long de cette traversée de $W(\xi)$. Si on appelle $k(\xi, z)$ le nombre d'onde local dans le potentiel et k_0 le nombre d'onde avant l'entrée dans le potentiel, le déphasage α accumulé suivant une trajectoire C d'élément infinitésimal dc est donné par :

$$\alpha = \int_C (k(\xi, z) - k_0) dc \quad (\text{A.8})$$

Ici, on assimile les trajectoires à des droites. De plus, le potentiel ne dépendant que de la seule coordonnée ξ , seules les projections sur ξ des nombres d'onde locaux vont être modifiées par le potentiel. Si on appelle α_1 le déphasage accumulé dans la partie $\xi > 0$, α_2 le déphasage accumulé dans la partie $\xi < 0$, et $\alpha = \alpha_1 + \alpha_2$ le déphasage total au point de coordonnée (ξ, z) par rapport à un point de référence $(0, 0)$, on a :

$$\alpha_1 = \int_0^\xi (k(\xi', z) - k_0) \sin \theta_i d\xi' \quad (\text{A.9})$$

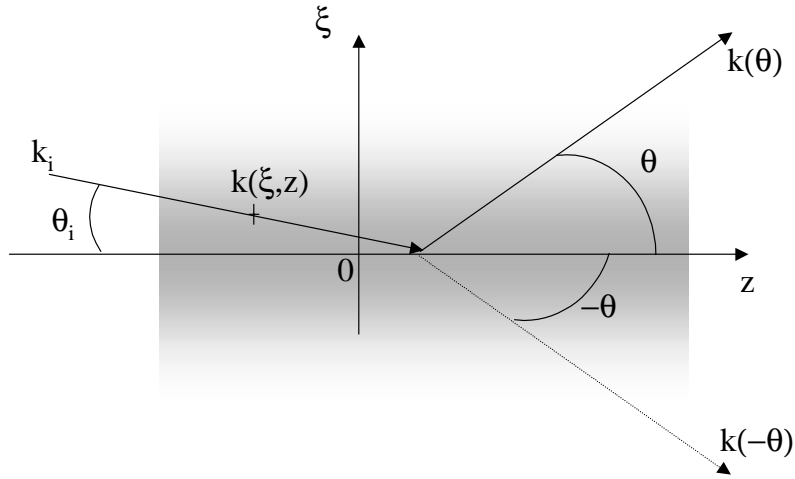


Figure A.5 – Modèle utilisé pour transposer le calcul des déphasages dans le cas d'un réseau par transmission au cas d'un réseau par réflexion (voir texte). Le dégradé grisé symbolise la valeur du potentiel $W(\xi)$ symétrique en ξ .

$$\alpha_2 = \int_0^\xi (k(\xi', z) - k_0) \sin \theta d\xi' \quad (\text{A.10})$$

d'où

$$\alpha = \int_0^\xi (k(\xi', z) - k_0)(\sin \theta_i + \sin \theta) d\xi' \quad (\text{A.11})$$

On traite ensuite la différence $k(\xi, z) - k_0$ comme on l'a fait dans la section 2.1.4. Puisqu'on a $E_0 \gg V$ (attention, V est le potentiel de van der Waals "brut" comme on l'a défini tout au début), on a au premier ordre (en *u.a.*) :

$$k(\xi, z) - k_0 = -k_0 \frac{V}{2E_0} \quad (\text{A.12})$$

En introduisant cette relation dans A.11, on arrive à :

$$\begin{aligned} \alpha(\xi) &= -\frac{k_0}{2E_0} \int_0^\xi V(\xi')(\sin \theta_i + \sin \theta) d\xi' \\ &= -\frac{k_0}{4mE_0} \int_0^\xi U(\xi')(\sin \theta_i + \sin \theta) d\xi' \\ &= -\frac{1}{2k_0} \int_0^\xi U(\xi')(\sin \theta_i + \sin \theta) d\xi' \end{aligned} \quad (\text{A.13})$$

avec $k_0^2 = 2ME_0$ et $U(\xi') = 2MV(\xi')$.

On remplace alors $U(\xi')$ par $W(\xi')$ (symétrique en ξ), de sorte à avoir finalement une fonction $\alpha(\xi)$ que l'on pourra intégrer de $-\infty$ à $+\infty$ dans le calcul de la figure de diffraction.

$$\alpha(\xi) = -\frac{1}{2k_0} \int_0^\xi W(\xi')(\sin \theta_i + \sin \theta) d\xi' \quad (\text{A.14})$$

A.0.4 Calcul de $f(\theta)$ et de l'amplitude totale de diffraction $A(\theta)$.

Soit $\Phi(\xi, z) = \phi(z) + \alpha(\xi)$ le déphasage total accumulé par l'onde de matière au point (ξ, z) par rapport à un point de référence $(0, 0)$. En régime de Fraunhofer, l'amplitude $f(\theta)$ diffractée par la barre ($-w/2 \leq z \leq +w/2$, avec $w = 300 \text{ nm}$, la largeur de la barre) est donnée par :

$$f(\theta) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} d\xi \int_{-w/2}^{+w/2} dz \exp i(\phi(z) + \alpha(\xi)) \quad (\text{A.15})$$

Comme $\phi(z) = k_i(\cos \theta - \cos \theta_i)z$, l'intégrale sur z est facilement calculable et on trouve :

$$f(\theta) \propto w \frac{\sin((\cos \theta - \cos \theta_i)k_i w/2)}{(\cos \theta - \cos \theta_i)k_i w/2} \int_{-\infty}^{+\infty} d\xi \exp i\alpha(\xi) \quad (\text{A.16})$$

Rappelons ici que l'amplitude totale de diffraction est donnée $A(\theta) = g(\theta)f(\theta)$. $g(\theta)$ est la figure de diffraction du réseau ("pics du réseau" comme nous l'avons vu au début de cette section) et que $g(\theta) = \frac{\sin(p+1)\varphi(\theta)/2}{\sin \varphi(\theta)/2}$ avec $\varphi(\theta) = k_i \Lambda (\cos \theta - \cos \theta_i)$ où Λ est la période du réseau et p le nombre de miroirs actifs.

On a donc l'amplitude de diffraction totale :

$$A(\theta) \propto w \frac{\sin(p+1)\varphi(\theta)/2}{\sin \varphi(\theta)/2} \frac{\sin((\cos \theta - \cos \theta_i)k_i w/2)}{(\cos \theta - \cos \theta_i)k_i w/2} \int_{-\infty}^{+\infty} d\xi \exp i\alpha(\xi) \quad (\text{A.17})$$

Si on fixe $\theta_i = 7 \text{ mrad}$ (donné par l'expérience), on peut calculer numériquement $f(\theta)$. De plus, pour tenir compte du moyennage des données expérimentales, on tient compte de la résolution angulaire des résultats ($\Delta\theta \approx 1 \text{ mrad}$) en convoluant $f(\theta)$ par une gaussienne de largeur $\Delta\theta$.

Le résultat de ce calcul peut être directement comparé aux données expérimentales.

Annexe **B**

Calcul du champ magnétique créé par le réseau magnétique

Dans cette annexe, nous calculons le champ magnétique créé au dessus du réseau magnétique en fonction de z (direction de propagation) et de x (distance à la surface). La composante y ne nous intéresse pas car le réseau est unidimensionnel selon z . La géométrie et les coordonnées sont exactement les mêmes que dans le cas des réseaux non magnétiques.

On considère une bande du réseau magnétique est placée suivant y (perpendiculaire à la direction de propagation z , voir figure B.1) et on la supposera infiniment longue.

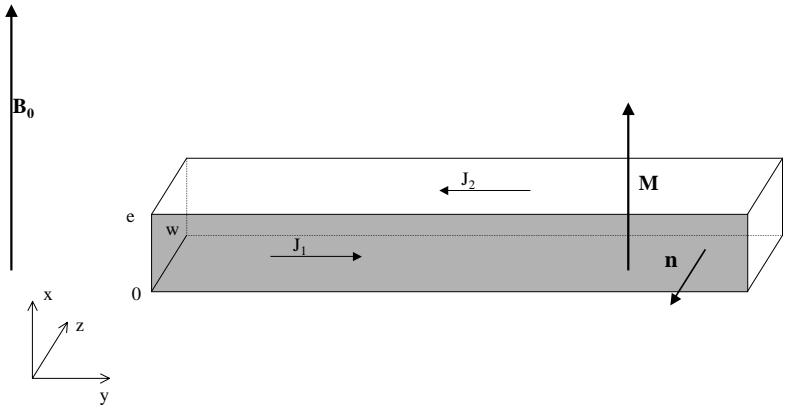


Figure B.1 — Notations pour le calcul du champ magnétique $B(x,z)$ créé par un barreau aimanté. \mathbf{M} est l'aimantation, $\mathbf{J}_{1,2}$ les courants surfaciques fictifs, \vec{n} est la normale orientée vers l'extérieur.

Le réseau magnétique est placé dans un champ homogène vertical (selon x) dont

le module est $B_0 = 250 \text{ G}$. On va considérer une réponse linéaire de l'aimantation, c'est-à-dire qu'en régime stationnaire, l'aimantation \vec{M} est colinéaire à \vec{B}_0 . Le champ magnétique total \vec{B} doit vérifier les deux conditions suivantes : $\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M})$ et $\vec{B} = \mu\vec{H}$. De là, on obtient directement :

$$\begin{aligned}\vec{M} &= \frac{\vec{B}}{\mu_0} \left(1 - \frac{\mu_0}{\mu}\right) \\ &\approx \frac{\vec{B}}{\mu_0}\end{aligned}\tag{B.1}$$

avec μ la perméabilité magnétique du permalloy bien plus grande que μ_0 . Connaissant l'aimantation du matériau, on peut calculer le champ magnétique \vec{B}' créé par le matériau en son voisinage. On peut montrer en effet qu'il est donné par la loi de Biot et Savart appliquée à la densité de surface de courant donnée par $\vec{J} = \vec{M} \times \vec{n}$, où \vec{n} est la normale sortante au matériau (voir fig. B.1). On a supposé que l'aimantation était entièrement selon \vec{u}_x et que la bande était infiniment longue, donc il n'y a de densité de courant que sur les faces de la bande situées dans des plans parallèles au plan $(0, x, y)$. Le champ \vec{B}' créé par la bande est donc la somme de \vec{B}'_1 créé par $\vec{J}_1 = \frac{B}{\mu_0}\vec{u}_y$ et de \vec{B}'_2 créé par $\vec{J}_2 = -\frac{B}{\mu_0}\vec{u}_y$ où B est la norme du champ magnétique total.

Détaillons rapidement le calcul de \vec{B}'_1 . On cherche le champ magnétique en un point Q de coordonnées (x, y, z) créé par un élément de surface $dx'dy'$ centré au point P de coordonnées $(x', y', 0)$. D'après la loi de Biot et Savart, le champ \vec{B}'_1 au point Q est donné par :

$$\vec{B}'_1 = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_0^e \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\vec{J}_1 \times \vec{PQ}}{|\vec{PQ}|^3} dy' dx' \tag{B.2}$$

où l'intégrale sur x' est limitée par l'épaisseur e de la bande (voir figure B.1) et l'intégrale sur y' est prise entre $-\infty$ et $+\infty$ puisqu'on l'a supposée infiniment longue.

On montre facilement que : $\vec{J}_1 \times \vec{PQ} = \frac{B}{\mu_0} z \vec{u}_x + \frac{B}{\mu_0} (x' - x) \vec{u}_z$, d'où l'équation B.2 devient :

$$\begin{aligned}\vec{B}'_1 &= \vec{u}_x \frac{B}{4\pi} \int_0^e \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{z}{((x - x')^2 + (y - y')^2 + z^2)^{3/2}} dy' dx' \\ &+ \vec{u}_z \frac{B}{4\pi} \int_0^e \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{x' - x}{((x - x')^2 + (y - y')^2 + z^2)^{3/2}} dy' dx' \\ &= B [F'_1 \vec{u}_x + G'_1 \vec{u}_z]\end{aligned}\tag{B.3}$$

où les fonctions F'_1 et G'_1 sont des fonctions analytiques de e (épaisseur de la bande), x et z .

En faisant le même calcul pour la deuxième surface située à la coordonnée $z' = w$ (w (la largeur de la bande)) et avec la densité de courant $\vec{J}_2 = -\frac{B}{\mu_0}\vec{u}_y$, on trouve $\vec{B}'_2 = B [F'_2 \vec{u}_x + G'_2 \vec{u}_z]$, où F'_2 et G'_2 sont des fonctions analytiques de e , w , x et z .

Finalement, on trouve que le champ \vec{B}' généré par la bande magnétique est :

$$\vec{B}' = B F(x,z)\vec{u}_x + B G(x,z)\vec{u}_z \quad (\text{B.4})$$

où l'on a posé $F(x,z) = F'_1 + F'_2$ et $G(x,z) = G'_1 + G'_2$. En calculant ces intégrales avec un logiciel de calcul formel, on trouve :

$$\begin{aligned} F(x,y) &= \frac{1}{2\pi} \left(\text{Arctg}\left[\frac{x}{z}\right] + \text{Arctg}\left[\frac{e-x}{z}\right] - \text{Arctg}\left[\frac{x}{z-w}\right] - \text{Arctg}\left[\frac{e-x}{z-w}\right] \right) \\ G(x,y) &= \frac{1}{4\pi} \text{Log} \left(\frac{x^2 + z^2}{e^2 + z^2 - 2ex + x^2} \times \frac{e^2 + (z-w)^2 - 2ex + x^2}{x^2 + (z-w)^2} \right) \end{aligned} \quad (\text{B.5})$$

Notre but est de calculer le module du champ magnétique total $B(x,z)$ pour pouvoir exprimer le potentiel magnétique de l'atome en supposant un suivi adiabatique du spin dans le champ magnétique. Le champ magnétique total \vec{B} est la somme du champ \vec{B}' créé par la bande et du champ externe \vec{B}_0 : $\vec{B} = \vec{B}' + \vec{B}_0$.

D'où $\vec{B} = (B F + B_0)\vec{u}_x + B G \vec{u}_z$. Si on écrit cette relation en module, on obtient :

$$B^2 = B^2 G^2 + (B F + B_0)^2 \quad (\text{B.6})$$

qui est une équation du second degré en B . Pour trouver la valeur de $B(x,z)$, il suffit d'en prendre la racine positive qui n'est autre que :

$$B(x,z) = B_0 \frac{\sqrt{1 - G(x,z)^2} + F(x,z)}{1 - F(x,z)^2 - G(x,z)^2} \quad (\text{B.7})$$

B est une fonction analytique de x et z et on connaît la valeur des autres paramètres ($B_0 = 250 \text{ G}$, $e = 30 \text{ nm}$, $w = 1500 \text{ nm}$).

On utilisera cette expression du champ magnétique pour calculer le potentiel magnétique atomique.

Importance relative des différentes phases accumulées dans le modèle Landau-Zener pour le calcul de la probabilité de transition vdW-Zeeman

Nous allons calculer toutes les phases que l'atome peut accumuler entre deux croisements i et i' (voir figure 3.11). Dans l'approximation Landau - Zener, on calcule ces phases à l'aide des énergies propres sans couplage, c'est-à-dire dans notre cas, les valeurs propres du potentiel $V(d, \theta = 0) = g_L \mu_B B V_r(\beta, \theta = 0)$.

On se met dans l'approximation semi classique d'un atome se propageant le long de z avec une vitesse v_0 et subissant le potentiel $V(d, 0)$, qui pour un paramètre d'impact donné, ne dépend que de z . On note $\varphi_{i i'}$ la phase accumulée entre les croisements i et i' et $V_{i i'}(d, 0)$ l'énergie propre à considérer. D'une façon générale, on a $V_{i i'}(d, 0) = g_L \mu_B B (b_{i i'} \beta + c_{i i'})$, ce qui donne, pour $i \neq i'$ ($\hbar = 1$) :

$$\begin{aligned}
 \varphi_{i i'} &= \frac{1}{v_0} \int_{z_{c_i}}^{z_{c_{i'}}} V_{i i'}(d, 0) dz \\
 &= \frac{g_L \mu_B B}{v_0} \int_{z_{c_i}}^{z_{c_{i'}}} (b_{i i'} \beta + c_{i i'}) dz \\
 &= \frac{g_L \mu_B B}{v_0} \left(c_{i i'} [z_{c_{i'}} - z_{c_i}] + b_{i i'} \epsilon \int_{z_{c_i}}^{z_{c_{i'}}} \frac{1}{d^3} dz \right) \\
 &= \frac{g_L \mu_B B}{v_0} \left(c_{i i'} [z_{c_{i'}} - z_{c_i}] + b_{i i'} \epsilon \int_{z_{c_i}}^{z_{c_{i'}}} \frac{1}{(p + \frac{z^2}{2a})^3} dz \right)
 \end{aligned} \tag{C.1}$$

où l'on a réutilisé le fait que $\beta = \epsilon/d^3$ et que $d \approx p + z^2/2a$ (a étant le rayon du cylindre modélisant la surface). z_{c_i} et $z_{c_{i'}}$ sont les abscisses correspondant aux croisements i et i' .

Connaissant les distances atome-surface aux différents croisements (d_{c_i} dans le tableau 3.59), on connaît les différents $z_{c_i} = \sqrt{2a(d_{c_i} - p)}$ et on obtient la formule générale pour les $\varphi_{ii'}$:

$$\varphi_{ii'} = \frac{g_L \mu_B B}{v_0} \left(c_{ii'} [\sqrt{2a(d_{c_{i'}} - p)} - \sqrt{2a(d_{c_i} - p)}] + b_{ii'} \epsilon \int_{\sqrt{2a(d_{c_i} - p)}}^{\sqrt{2a(d_{c_{i'}} - p)}} \frac{1}{(p + \frac{z^2}{2a})^3} dz \right) \quad (\text{C.2})$$

Nous résumons dans le tableau suivant (tableau C.3), les différentes phases à calculer pour deux croisements différents ($i \neq i'$) et les potentiels à utiliser.

$\varphi_{ii'}$	$V_{ii'}(\beta, 0)$	$b_{ii'}$	$c_{ii'}$	d_{c_i}	$d_{c_{i'}}$
φ_{AB}	$-2 + 2\beta$	$+2$	-2	58.05	66.451
φ_{AC}	$-1 - \beta$	-1	-1	46.074	66.451
φ_{BD}	$-2 + 2\beta$	$+2$	-2	46.074	58.05
φ_{BC}	-2β	-2	0	46.074	58.05

(C.3)

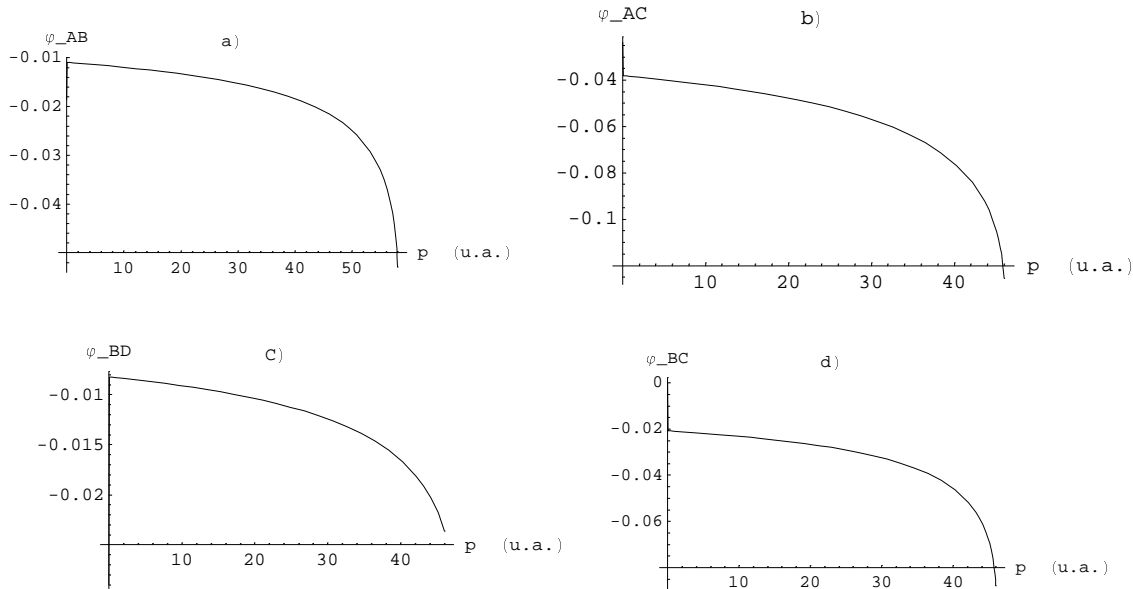


Figure C.1 — Calcul, en fonction du paramètre d'impact p en u.a., des phases accumulées par l'onde atomique entre les anti-croisements a) A et B, b) A et C, c) B et D, d) B et C. Dans les cas, les phases accumulées sont très faibles, de l'ordre de $5 \cdot 10^{-2}$ radians.

Sur la figure C.1, on montre le résultat du calcul de ces quatre phases (φ_{AB} , φ_{AC} , φ_{BD} , φ_{BC}) en fonction du paramètre d'impact p en u.a. On voit que pour tous les paramètres d'impact accessibles, la valeur de ces quatre phases est très faible (\sim quelques 10^{-2} rad).

Dans le cas où $i = i'$, c'est-à-dire dans le cas où l'on calcule la phase accumulée entre deux fois le même croisement, on a :

$$\begin{aligned} \varphi_{i k i} &= 2 \frac{g_L \mu_B B}{v_0} \int_0^{z_{c_i}} V_k(\beta, 0) dz \\ &= 2 \frac{g_L \mu_B B}{v_0} \int_0^{z_{c_i}} V_k(\beta, 0) dz \\ &= 2 \frac{g_L \mu_B B}{v_0} \left(c_k \sqrt{2a(d_{c_i} - p)} + b_k \epsilon \int_0^{\sqrt{2a(d_{c_i} - p)}} \frac{1}{\left(p + \frac{z}{2a}\right)^3} dz \right) \quad (\text{C.4}) \end{aligned}$$

où k indique le chemin (l'énergie propre) par lequel "passe" l'atome.

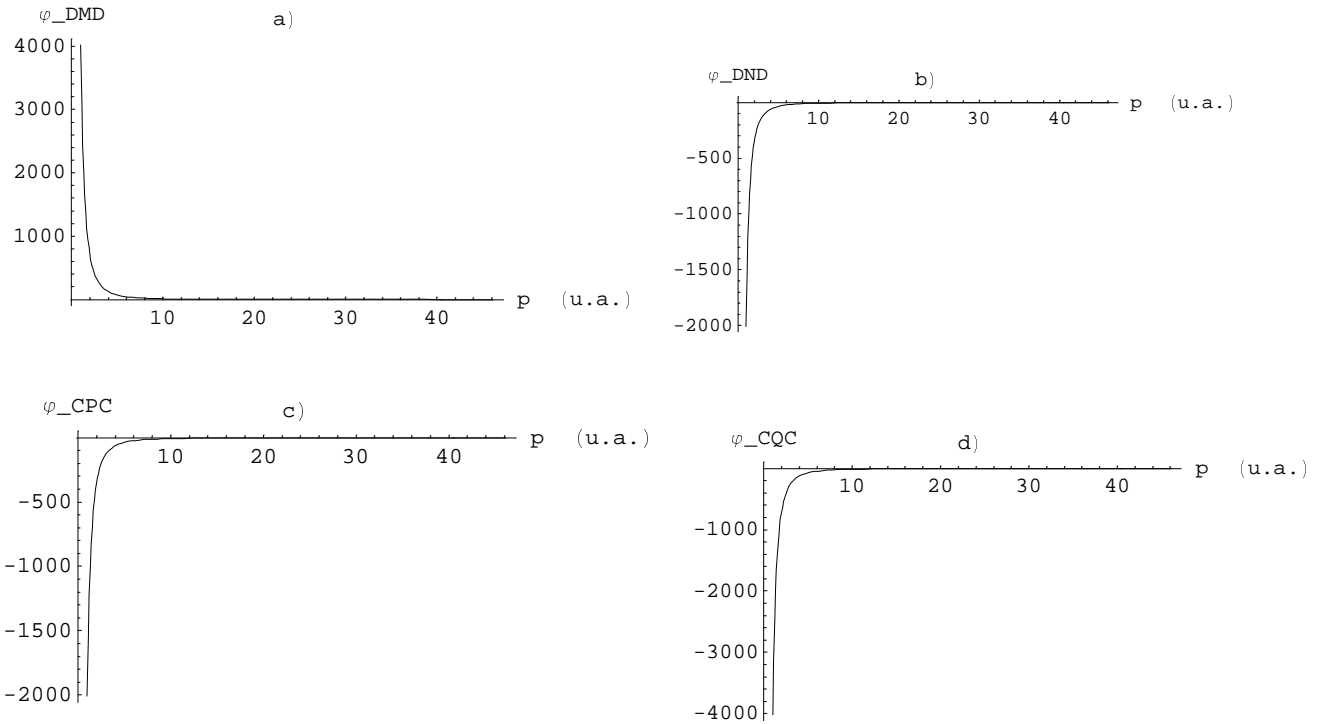


Figure C.2 — Calcul, en fonction du paramètre d'impact p en u.a., des phases (en radians) accumulées par l'onde atomique entre deux anti-croisements identiques mais par des chemins différents a) $D \rightarrow M \rightarrow D$, b) $D \rightarrow N \rightarrow D$, c) $C \rightarrow P \rightarrow C$, d) $C \rightarrow Q \rightarrow C$. Dans tous les cas, les phases accumulées sont de l'ordre de quelques 10^3 radians et surtout à petits paramètres d'impact $p < 10 - 15$ u.a..

Nous résumons dans le tableau suivant (tableau C.5), les différentes phases à calculer pour deux croisements identiques ($i = i'$, $i = C, D$) et les potentiels à utiliser.

$\varphi_{i k i}$	$V_k(\beta, 0)$	b_k	c_k	d_{c_i}
$\varphi_{D M D}$	$-2 + 2\beta$	+2	-2	46.074
$\varphi_{D N D}$	$1 - \beta$	-1	+1	46.074
$\varphi_{C P C}$	$-1 - \beta$	-1	-1	46.074
$\varphi_{C Q C}$	-2β	-2	0	46.074

(C.5)

Le résultat du calcul de ces quatre phases ($\varphi_{D M D}$, $\varphi_{D N D}$, $\varphi_{C P C}$, $\varphi_{C Q C}$) en fonction du paramètre d'impact p en u.a. est montré sur la figure C.2. On voit que, contrairement aux phases accumulés entre deux croisements différents (figure C.1), les valeurs de ces phases sont très élevées ($\sim 10^3$ rad) pour des paramètres d'impact $p < 10 - 15$ u.a.

De ces calculs, on retiendra que les phases accumulées par l'onde atomique entre deux croisements différents φ_{AB} , φ_{AC} , φ_{BD} et φ_{BC} sont complètement négligeables comparées à celles accumulées entre deux croisements identiques $\varphi_{D M D}$, $\varphi_{D N D}$, $\varphi_{C P C}$ et $\varphi_{C Q C}$. On ne considérera donc que ces dernières dans le calcul final des probabilités de transitions Δm .

Bibliographie

- [1] L. DUNOYER, “Réalisation d’un rayonnement matériel d’origine purement thermique”. *Journal du Radium* **8** (1911).
- [2] A. EINSTEIN, “Quantentheorie des einatomigen idealen Gases”. *Sitzungsber. Kgl. Preuss. Akad. Wiss.*, 261–267 (1924).
- [3] S.N. BOSE, “Plancks Gesetz und Lichtquantenhypothese”. *Z. Phys.* **26**, 178–181 (1924).
- [4] M.H. ANDERSON, J.R. ENSHER, M.R. MATTHEWS, C.E. WIEMAN et E.A. CORNELL, “Observation of Bose–Einstein condensation in a dilute atomic vapor”. *Science* **269**, 198–201 (1995).
- [5] K.B. DAVIS, M.-O. MEWES, M.R. ANDREWS, N.J. VAN DRUTEN, D.S. DURFEE, D.M. KURN et W. KETTERLE, “Bose–Einstein condensation in a gas of sodium atoms”. *Phys. Rev. Lett.* **75** (22), 3969–3973 (1995).
- [6] M.R. ANDREWS, C.G. TOWNSEND, J.H. MIESNER, D.S. DURFEE, D.M. KURN et W. KETTERLE, “Observation of interference between two Bose condensates”. *Science* **275**, 637 (1997).
- [7] M. KOZUMA, L. DENG, E.W. HAGLEY, J. WEN, R. LUTWAK, K. HELMERSON, S.L. ROLSTON et W.D. PHILLIPS, “Coherent splitting of Bose - Einstein condensed atoms with optically induced Bragg diffraction”. *Phys. Rev. Lett.* **82**, 871 (1999).
- [8] M. KÖHL, T.W. HÄNSCH et T. ESSLINGER, “Measuring the temporal coherence of an atom laser beam”. *Phys. Rev. Lett.* **60**, 160 404 (2001).
- [9] W. GERLACH et O. STERN, “Der experimentelle Nachweis der Richtungsquantelung im Magnetfeld”. *Zeitschrift für Physik* **9**, 349 (1922).
- [10] G. BREIT et I.I. RABI, “The nuclear spin of sodium”. *Phys. Rev.* **43**, 582 (1933).
- [11] H.R. NOH, K. SHIMIZU et F. SHIMIZU, “Imaging of an atomic beam with electrostatic lenses”. *Phys. Rev. A* **61**, 041 601 (2000).
- [12] C. COHEN TANNOUDJI, *Cours de physique atomique et moléculaire*. Collège de France (1997-2000).

- [13] V.I. BALYKIN, V.S. LETOKHOV, YU.B. OVCHINNIKOV et A.I. SIDOROV, "Quantum - state - selective mirror reflection of atoms by laser light". *Phys. Rev. Lett.* **60**, 2137 (1988).
- [14] L. DE BROGLIE, *Recherches sur la Théorie des Quanta*. Thèse de doctorat, Paris (1924).
- [15] C. DAVISSON et L.H. GERMER, "Diffraction of Electrons by a Crystal of Nickel". *Phys. Rev.* **30**, 705 (1927).
- [16] W. ESTERMAN et O. STERN, "Beugung von molekulastrahlen". *Zeitschrift für Physik* **61**, 95 (1930).
- [17] N.F. RAMSEY, "A molecular beam resonance method with separated oscillating fields". *Phys. Rev.* **78**, 695 (1950).
- [18] YU. L. SOKOLOV, "Atomic interferometer and coherent mixing of 2s and 2p states in the hydrogen atom". *Sov. Phys. JETP* **36**, 243 (1973).
- [19] O. CARNAL et J. MLYNEK, "Young's double slit experiment with atoms : a simple atom interferometer." *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2689 (1991).
- [20] D.W. KEITH, C.R. EKSTROM, Q.A. TURCHETTE et D.E. PRITCHARD, "An interferometer for atoms." *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2693 (1991).
- [21] J. ROBERT, CH. MINIATURA, S. LE BOITEUX, J. REINHARDT, V. BOCVARSKI et J. BAUDON, "Atomic interferometry with metastable hydrogen atoms". *Europhys. Lett.* **16** (1), 29 (1991).
- [22] CH. J. BORDÉ, "Atomic interferometry with internal state labelling". *Phys. Lett. A* **140**, 10 (1989).
- [23] M. KASEVICH et CHU S., "Atomic interferometry using stimulated Raman transitions". *Phys. Rev. Lett.* **67**, 181 (1991).
- [24] P. STOREY et C. COHEN-TANNOUJDI, "The Feynman path-integral approach to atomic interferometry. A tutorial." *J. Phys. II France* **4**, 1999 (1994).
- [25] A. KANTROWITZ et GREY J., "A high intensity source for the molecular beam. Part I. Theoretical". *Rev. Sci. Instr.* **22**, 328 (1951).
- [26] G.B. KISTIAKOWSKY et SLICHTER W.P., "A high intensity source for the molecular beam. Part II. Experimental". *Rev. Sci. Instr.* **22**, 333 (1951).
- [27] R. CAMPARGUE, "Progress in overexpanded supersonic jets and skimmed molecular beams in free-jet zones of silence". *J. Phys. Chem.* **88**, 4466 (1984).
- [28] B. BRUTSCHY et H. HABERLAND, "A high-intensity beam of metastable helium atoms with good velocity resolution". *J. Phys. E : Sci. Instrum.* **10**, 90 (1977).
- [29] J.-C. KARAM, N. WIPF, J. GRUCKER, F. PERALES, M. BOUSTIMI, G. VASSILEV, V. BOCVARSKI, C. MAINOS, J. BAUDON et J. ROBERT, "Atom diffraction with a 'natural' metastable atom nozzle beam". *J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys.* **38**, 2691–2700 (2005).
- [30] P. CANTINI et CEVASCO E., "The mgo(001) surface studied by helium diffraction". *Surf. Sci.* **148**, 37 (1984).

- [31] R.E. GRISENTI, W. SCHÖLLKOPF, J.P. TOENNIES, G.C. HEGERFELDT et T. KÖHLER, “Determination of atom-surface van der Waals potentials from transmission-grating diffraction intensities”. *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1755 (1999).
- [32] R. BRÜHL, P. FOUQUET, R.E. GRISENTI, J.P. TOENNIES, G.C. HEGERFELDT, T. KÖHLER, M. STOLL et C. WALTER, “The van der Waals potential between metastable atoms and solid surfaces : Novel diffraction experiments vs. theory”. *Europhys. Lett.* **59** (3), 357–363 (2002).
- [33] F. SHIMIZU et J. FUJITA, “Reflection-type hologram for atoms”. *Phys. Rev. Lett.* **88** (12), 123 201 (2002).
- [34] M. BOUSTIMI, B. VIARIS DE LESEGNO, J. BAUDON, J. ROBERT et M. DUCLOY, “Atom symmetry break and metastable level coupling in rare gas atom-surface van der Waals interaction”. *Phys. Rev. Lett.* **86** (13), 2766,2769 (2001).
- [35] J.-C. KARAM, M. BOUSTIMI, J. BAUDON, M. DUCLOY, F. PERALES, J. REINHARDT, V. BOCVARSKI, C. MAINOS, F. LEVRON et J. ROBERT, “Endothermal fine-structure transition of metastable argon atoms passing through a micro-slit copper grating”. *Europhys. Lett.* **60** (2), 207–213 (2002).
- [36] W.D. PHILLIPS et H. METCALF, “Laser deceleration of an atomic beam”. *Phys. Rev. Lett.* **48** (9), 596 (1982).
- [37] J. RAMIREZ-SERRANO, W. DEGRAFFENREID et J. WEINER, “Polarization-dependent spectra in the photoassociative ionization of cold atoms in a bright sodium beam”. *Phys. Rev. A* **65**, 052 719 (2002).
- [38] J. RAMIREZ-SERRANO, W. DEGRAFFENREID et J. WEINER, “Beam-loss spectroscopy of cold collisions in a bright sodium beam”. *Phys. Rev. A* **69**, 042 708 (2004).
- [39] B. VIARIS DE LESEGNO, *Réalisation d’un interféromètre atomique Stern-Gerlach à partir d’un jet supersonique d’argon métastable polarisé et analysé par lasers*. Thèse de doctorat, Université Paris 13 (2000).
- [40] M. BORN et E. WOLF, *Principles of optics*. Cambridge University Press (1999).
- [41] R.J. GLAUBER, *Lectures in theoretical physics*. Interscience (New York) (1959).
- [42] J.C. KARAM, *Collision d’un atome de gaz rare métastable sur une surface nano ou micro - structurée et optique atomique*. Thèse de doctorat, Université Paris 13 (2005).
- [43] C. SESSELMAN, B. WORATSCHEK, J. KÜPPERS, G. ERTL et H. HABERLAND, “Interaction of metastable noble-gas atoms with transition-metal surfaces : Resonance ionization and Auger neutralization”. *Phys. Rev. B* **35**, 1457 (1987).
- [44] Y. OCHIAI, M. BABA, H. WATANABE et S. MATSUI, “Ten-nanometer resolution nanolithography using newly developed 50-kv electron beam direct writing system”. *Jap. J. Appl. Phys.* **30**, 3266 (1991).
- [45] S.M. CHÉRIF et J.F. HENNEQUIN, “Submicron structures in thin layers by electron beam lithography and ion beam sputtering”. *J. Magn. Magn. Mat.* **165**, 504 (1997).

- [46] 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”. *Eur. Phys. J. D* **41**, 467–474 (2007).
- [47] M. BOUSTIMI, *Atomes métastables dans des potentiels extérieurs*. Thèse de doctorat, Université Paris 13 (2000).
- [48] H. FAILACHE, S. SALTIEL, M. FICHET, D. BLOCH et M. DUCLOY, “Resonant van der Waals repulsion between Cs atoms and Sapphire surface”. *Phys. Rev. Lett.* **83**, 5467 (1999).
- [49] J.-C. KARAM, J. GRUCKER, M. BOUTSIMI, 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).
- [50] C. COHEN-TANNOUJDI, B. DIU et F. LALOË, *Mécanique quantique*, tomes I et II. Hermann (1997).
- [51] L. LANDAU. *Phys. Z. Sowjet Union* **2**, 46 (1932).
- [52] C. ZENER, “Non - adiabatic crossing of energy levels”. *Proc. R. Soc., Series A* **137**, 696 (1932).
- [53] H.B.G. CASIMIR et D. POLDER, “The influence of retardation on the London - van der Waals forces”. *Phys. Rev.* **73**, 360 (1948).
- [54] J.D. PERREAULT et A.D. CRONIN, “Observation of atom wave phase shifts induced by van der Waals atom - surface interactions”. *Phys. Rev. Lett.* **95** (13), 133201 (2005).
- [55] M. FICHET, G. DUTIER, A. YAROVITSKY, P. TODOROV, I. HAMDI, I. MAURIN, S. SALTIEL, D. SARKISYAN, M.-P. GORZA, D. BLOCH et M. DUCLOY, “Exploring the van der Waals atom-surface attraction in the nanometric range”. *Europhys. Lett.* **77**, 54001 (2007).
- [56] V.E. LEMBESSIS, M. BABIKER, C. BAXTER et R. LOUDON, “Theory of radiation forces and momenta for mobile atoms in light field”. *Phys. Rev. A* **48**, 1594 (1993).
- [57] FEYNMAN, LEIGHTON et SANDS, *Le cours de physique de Feynman*, tome 2, version française. InterEditions (1979).
- [58] F. LISON, D. SCHUH, D. HAUBRICH et D. MESCHEDÉ, “High-brilliance Zeeman-slowed cesium atomic beam”. *Phys. Rev. A* **61**, 013405 (1999).
- [59] F. PERALES, J. ROBERT, J. BAUDON et M. DUCLOY, “Ultra thin coherent atom beam by Stern - Gerlach interferometry”. *Europhys. Lett.* **78**, 60003 (2007).
- [60] E. ZAREMBA et W. KOHN, “Theory of helium adsorption on simple and noble-metal surfaces”. *Phys. Rev. B* **15**, 1769 (1977).