

Collision d'un atome métastable de gaz rare sur une surface nano ou micro-structurée et optique atomique.

Jean-Christophe Karam

▶ **To cite this version:**

Jean-Christophe Karam. Collision d'un atome métastable de gaz rare sur une surface nano ou micro-structurée et optique atomique.. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Paris-Nord - Paris XIII, 2005. Français. NNT : . tel-00383051

HAL Id: tel-00383051

https://theses.hal.science/tel-00383051

Submitted on 11 May 2009

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 XIII
par

Jean-Christophe Karam

pour obtenir le titre de
Docteur en Physique

Sujet :

Collision d'un atome métastable de gaz rare sur une surface nano ou micro-structurée et optique atomique.

Soutenue publiquement le 19 octobre 2005 devant le jury composé de :

Martial DUCLOY	
Claude FABRE	
Ronald McCARROLL	Rapporteur
Philippe MOCH	
Francisco PERALES	
Jacques ROBERT	Directeur de thèse
Philippe RONCIN	Rapporteur

Sommaire

Introduction **5**

1 L'interaction de van der Waals d'un atome avec une surface **11**
1.1 Les états métastables de l'atome d'argon 12
1.1.1 l'Argon 12
1.1.2 Premiers niveaux excités de l'argon - niveaux métastables . . . 12
1.2 Eléments de matrice de l'interaction de van der Waals 18
1.3 Restriction à un niveau atomique dégénéré. 21
1.3.1 Détermination du potentiel d'interaction de van der Waals pour l'argon métastable Ar^* $4s(3/2)_2$ à partir des données spectroscopiques 22
1.3.2 Annexe : Quelques définitions et relations utiles pour le calcul des élements de matrice d'opérateurs sur un état atomique . . 24

2 Conversion d'état métastable **27**
2.1 Couplage induit par l'interaction de van der Waals entre les niveaux métastables d'un atome de gas rare 28
2.2 Processus superélastiques non résonnants près d'une surface 29
2.2.1 Cinématique d'une transition superélastique induite par l'interaction avec une surface 30
2.2.2 Contraintes sur les vitesses et l'angle d'incidence 31
2.3 Dispositif expérimental 36
2.3.1 Source et détection d'atomes métastables 36
2.3.2 Double sélection en vitesse et temporelle - obtention d'un spectre de temps de vol 38
2.3.3 Amélioration du hachage du faisceau atomique en cours de thèse 41
2.3.4 Cibles solides utilisées pour la mise en évidence des processus inélastiques 44
2.4 Contexte expérimental 49
2.4.1 Processus exothermique 52
2.4.2 Cas de l'argon 55

2.4.3 Influence de la vitesse initiale 55
2.4.4 Influence de la cible solide 55
2.5 Processus endothermique pour Ar* 57

3 Conversion d'états Zeeman 63
3.1 Origine et caractéristiques 63
3.2 Aspect cinématique 65
3.3 Techniques expérimentales 69
3.3.1 Jet supersonique et système de vide 70
3.3.2 Obtention d'atomes métastables. 74
3.3.3 Système laser 76
3.3.4 Détection d'atomes métastables. 80
3.3.5 Jet d'atome métastables produits par échange de métastabilité dans un jet supersonique 82
3.3.6 Obtention d'un jet collimaté d'atome métastables 87
3.3.7 Une application : observation de la diffraction de jets atomiques métastables 93
3.4 Observation et modélisation des transitions Zeeman 94
3.4.1 Procédure expérimentale et résultats. 95
3.4.2 Modèle pour la probabilité de transition 100
3.4.3 Comparaisons entre modèlisation et résultats expérimentaux . 109

Conclusion 111

Annexes 115

A Sous-niveaux Zeeman au voisinage d'une surface 117
A.1 Hamiltonien d'interaction 118
A.2 Croisements de niveaux 120

B Applications envisageables à l'interférométrie atomique 125
B.1 Effet de la gravité sur une onde atomique 126
B.2 Un interféromètre *Mach-Zehnder* avec des transitions inélastiques . . 127

C Article : Journal of Physics B 38 2691-2700 (2005). 129

Bibliographie 141

Introduction

L'interaction d'un atome avec une surface solide est un sujet d'étude à lui seul.

Dans notre cas nous n'aurons pas à considérer le cas d'un atome dans un état radiatif. Nous n'aurons à traiter qu'une interaction non résonante.

Par contre il nous faudra tenir compte de la structure atomique, qui est relativement complexe dans le cas, par exemple, de l'atome d'argon métastable : cette structure est en effet essentielle pour rendre compte des termes résonants non diagonaux.

Cette interaction atome -surface solide est, à grande distance, du type Casimir Polder. Son calcul fait alors appel à l'électrodynamique quantique, et fait apparaître des effets de retard dûs à la dynamique du champ électromagnétique.

Lorsque la distance atome-surface est plus faible l'interaction change de nature : pour une distance à la surface inférieure à une fraction de nanomètre, il y a recouvrement entre le nuage électronique du métal et les orbitales atomiques, et des effets dus à l'interaction électronique d'échange se manifestent : dans le cas d'atomes métastables, il y a désexcitation de l'atome. Si la surface est métallique, il y a émission d'un électron. Cette émission est semblable à l'effet photoélectrique pour des photons de quelques eV, énergie similaire à l'énergie interne de l'atome métastable. C'est "l'effet Auger", qui permet une détection aisée des atomes métastables, même pour de très faibles flux, et constitue une des raisons du caractère "attractif" de la métastabilité pour l'expérimentateur.

Dans le régime où la distance entre l'atome et la surface est petite devant les longueurs caractéristiques de l'interaction, qui sont les longueurs d'ondes des transitions dipolaires intenses partant de l' état atomique considéré, l'interaction est dite interaction de van der Waals. (le point de savoir quelles sont les transitions qui y contribuent sera considéré plus loin) Dans ce régime, les effets de retard n'apparaissent pas. Ce régime est très intéressant en pratique, car c'est le régime dans lequel l'interaction atome - surface produit des effets importants : modification du spectre atomique [13], modification de la figure de diffraction d'atomes d'un jet atomique à vitesse thermique [66],...

On a en particulier focalisé notre attention sur la mise en évidence de processus de collision avec changement d'état interne qui modifient de manière notable la vitesse de l'atome en norme ou en direction, qui sont a priori faciles à identifier et à caractériser. On entend ici par collision la diffusion par le potentiel d'interaction entre l'atome et la surface.

Dans les expériences effectuées au cours de cette thèse, on s'est intéressé à l'effet de l'interaction de van der Waals sur des atomes métastables de gaz rares dont les vitesses sont de l'ordre des vitesses thermiques. La détection de tels atomes est en effet aisée. Surtout - si l'on met à part le cas de l'hélium - ces états atomiques ont sont "anisotropes" : à cause de la configuration $(n)p^5(n+1)s$, le moment cinétique orbital associé est non nul, et ils ont une polarisabilité statique non scalaire. On s'attend à ce qu'une des conséquences de cette anisotropie soit un mélange (ou selon la base

choisie un couplage) entre les états de cette configuration lorsque l'atome s'approche de la surface. Cela rend possible le changement d'état interne à l'intérieur de cette configuration lors d'une collision avec un cible solide.

Le groupe de recherche dans lequel j'ai travaillé a d'abord mis en évidence les processus de changement d'état métastable d'abord du niveau $^3P_0$ vers le niveau $^3P_2$ lors de la diffusion aux énergies thermiques par l'interaction de van der Waals. Ce travail a été poursuivi durant ma thèse avec la mise en évidence du processus inverse partant du niveau $^3P_2$ pour aller vers le niveau $^3P_0$. Ces processus de transitions s'accompagnent de déflections importantes de l'ordre de 60 ° et d'une modification d'énergie cinétique qui a permis de les caractériser dans une expérience avec une résolution angulaire et en vitesse suffisante.

On s'est ensuite intéressé à la possibilité de changement d'état Zeeman induits par l'interaction avec la surface en présence d'un champ magnétique externe. Un calcul simple pour le potentiel d'interaction de l'atome d'argon métastable avec un solide conducteur plan infini a été mené en utilisant uniquement des données spectroscopiques Ce calcul met en évidence que ce potentiel lève la dégénérescence entre sous niveaux Zeeman. On en a déduit, dans ce cadre, l'allure des sous niveaux d'énergie construits à partir des états m en présence d'un champ magnétique extérieur et d'un conducteur parfait. On a ensuite élaboré un modèle ou l'action du potentiel de van der Waals est considérée comme une "percussion", ce qui nous a permis d'estimer la probabilité de transition Zeeman lors de la collision. A cause des faibles angles de déflection (au plus quelques mrad) caractéristiques du processus, il a fallu obtenir une bonne résolution angulaire. Nous avons eu l'occasion de développer un nouveau type de source, utilisant le processus d'échange de métastabilité entre des atomes métastables produits par bombardement électronique d'un jet supersonique et les atomes à l'état fondamental du même jet supersonique, qui permet, entre autre, d'atteindre une résolution angulaire suffisante. Outre l'observation de la diffraction élastique du jet d'atomes métastables par un réseau de fentes nanométriques en Nitrure de Silicium, on a pu observer une signature claire des processus de changement d'états Zeeman, dont l'ordre de grandeur est en adéquation avec le modèle developpé.

Dans cette thèse, on exposera d'abord quelques caractéristiques sur l'interaction de van der Waals, ses caractéristiques et le calcul simple de sa restriction au niveau $^3P_2$ qui en a été fait pour le cas de l'interaction entre l'atome d'argon métastable et un conducteur parfait.

On discutera ensuite la conversion d'état métastable entre les niveau $^3P_2$ et $^3P_0$ lors d'une collision, on décrira le dispositif expérimental et les résultas expérimentaux de mise en évidence de ces transitions.

Puis on présentera des calculs sur les sous niveaux Zeeman près d'une surface. On dégagera ensuite quelques caractéristiques cinématique attendues des transitions Zeeman, et on présentera un modèle pour le calcul de la probabilité de transition. On décrira la source d'atomes métastables, y compris l'utilisation de l'échange de

métastabilité. On présentera ensuite les premier résultats expérimentaux obtenus qui mettent en évidence des transitions Zeeman.

Enfin on présentera quelques perspectives d'application qu'on pourrait attendre des transitions entre états atomiques en interférométrie atomique, en particulier l'application à la mesure de g.

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

La modélisation suppose que la surface est parfaitement plane et très grande devant les tailles caractéristiques de l'interaction. Le métal occupe tout le demi-espace $Z < 0$, Z étant la coordonnée normale à la surface. Dans ces conditions l'hamiltonien d'interaction est :

$$V = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\frac{\mathbf{D}^2 + \mathrm{D}_Z^2}{16Z^3} \tag{1}$$

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

Finalement cette forme de l'hamiltonien d'interaction est raisonnablement valable, dans le cas qui nous intéresse, dans la gamme de distance à la surface $2\,\mathrm{nm} - 80\,\mathrm{nm}$.

L'hamiltonien d'interaction dépend de l'opérateur dipôle atomique par le facteur $\mathbf{D}^2 + \mathrm{D}_Z^2$, qui est anisotrope, mais demeure toutefois de symétrie cylindrique : la composante du dipôle normale à la surface est privilégiée.

Ce facteur est la somme d'une partie scalaire aux sens des opérateurs tensoriels sphériques - c'est à dire à symétrie sphérique- , et d'une partie quadrupolaire :

$$\mathbf{D}^2 + \mathrm{D}_Z^2 = \underbrace{(4/3)\ \mathbf{D}^2}_{\texttt{scalaire}} + \underbrace{\mathrm{D}_Z^2 - \mathbf{D}^2/3}_{\texttt{quadrupolaire}} \tag{2}$$

Ces termes ont des effets physiques différents : le terme proportionnel à $\mathbf{D}^2$ a une valeur moyenne strictement positive, tandis que le terme quadrupolaire a une valeur moyenne nulle sur un niveau de l'atome libre mais peut lever la dégénérescence entre les sous niveaux m, et avoir des termes non diagonaux. Dans un traitement perturbatif du type de ceux habituellement utilisés pour l'interaction de van der Waals, ou dans un traitement adiabatique de la collision atome surface, si un seul état propre κ intervient, l'atome se meut dans le potentiel externe $V_\kappa = -\frac{C_{3,\kappa}}{Z^3}$ avec $C_{3,\kappa} = \frac{\langle \mathbf{D}^2 \rangle_\kappa}{12}$ en unités atomiques, ou $C_{3,\kappa} = \frac{\langle \mathbf{D}^2 \rangle_\kappa}{64\pi\epsilon_0}$ en unités SI.

Le terme $\mathrm{D}_Z^2 - \mathbf{D}^2/3$ est un opérateur tensoriel irréductible du type $\mathrm{T}^{(2)}_0$, tandis $\mathbf{D}^2$ est un opérateur tensoriel irréductible du type $\mathrm{T}^{(0)}_0$.

Chapitre 1

L'interaction de van der Waals d'un atome avec une surface

1.1 Les états métastables de l'atome d'argon

Dans cette partie, nous allons présenter brièvement les caractéristiques des états métastables de l'atome d'argon. Cette partie a avant tout un intérêt d'ordre pratique : on pourra trouver ici des données utiles, et nous nous servirons dans la suite de ces données. Le lecteur prêtera attention à la symétrie de ces états, étant donné que nous cherchons dans cette thèse à montrer le rôle important que peut jouer la structure atomique - et en particulier sa symétrie - dans l'interaction atome-surface.

1.1.1 l'Argon

L'Argon fait partie de la famille des gaz rares. Son numéro atomique est 18. La configuration électronique dans l'état fondamental est $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6$. Il existe trois isotopes naturellement présents de l'Argon, tous les trois de spin nucléaire I nul :

TABLE 1.1 – Les isotopes stables de l'Argon

Isotope	Abondance (%)	Masse M_A/u	I
40	99.60	39.9623837 (14)	0
38	0.063	37.9627325 (9)	0
36	0.34	35.96754552 (29)	0

Comme l'isotope 40 est très majoritaire, on s'intéressera uniquement à lui dans la suite de ce travail. La masse de cet isotope est $6{,}636\times10^{-26}$kg ; son potentiel d'ionisation est de $15,759V$.

1.1.2 Premiers niveaux excités de l'argon - niveaux métastables

Les premiers niveaux excités d'un atome de gaz rare « supérieur » (autre que l'Hélium) ont une configuration de coeur du type $(n)p^5$. Ils peuvent alors être étudiés avec les mêmes outils qu'un système à deux électrons, car la configuration électronique du coeur joue le rôle d'un trou de spin 1/2 et de moment orbital 1. Il faut néanmoins prendre garde, quand on souhaite établir la hiérarchie des couplages, au fait que l'effet du couplage spin-orbite est plus grand que pour un vrai électron.

Ceci est compatible avec le fait qu'il y ait un niveau J=0, 2 niveaux J=1 et un niveau J=2 pour les premiers niveaux excités de l'argon (comme d'ailleurs dans le cas des autres gaz rares de spin nucléaire nul) qui sont attribués à la configuration $3p^5 4s$. Les niveaux J=0 et J=2 sont métastables, car ils ne peuvent retomber au niveau

fondamental $^1S_0$, J=0, par une transition dipolaire électrique. On va s'intéresser particulièrement à cette configuration $3p^5 4s$, à laquelle appartiennent les deux niveaux métastables. L'électron de valence a un moment orbital 0, et écrante la charge positive du coeur. Deux nomenclatures nous seront utiles dans la suite, la nomenclature LS et les notations de Racah.

Couplage LS

Le schéma de couplage LS consiste, pour un système à deux électrons à :
- additionner le moment cinétique orbital des deux électrons, pour obtenir $\mathbf{L} = \mathbf{l_1} + \mathbf{l_2}$,
- additionner le spin des deux électrons, pour obtenir $\mathbf{S} = \mathbf{s_1} + \mathbf{s_2}$
- additionner $\mathbf{L}$ et $\mathbf{S}$ pour obtenir $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$;

Un état est identifié par la notation $^{2S+1}L_J$

Dans le cas de la configuration $3p^5 4s$, L=1, S=0 ou 1 et on construit ainsi un niveau singulet $^1P_1$, et 3 niveaux triplets $^3P_0$ $^3P_1$ $^3P_2$.

Ce schéma de couplage suppose que les interactions spin orbite sont faibles devant l'interaction électrostatique ; il décrit bien les niveaux de l'atome d'hélium. Par contre, dans le cas des gaz rares supérieurs, ce schéma de couplage est critiquable, car il s'avère que dans la description du coeur (presque complet) par une particule effective (trou) de spin 1/2 et de moment orbital 1, le couplage spin orbite est grand.

Notation de Racah

Un schéma de couplage, plus adapté au cas de l'Argon, que l'on dénomme souvent "notation de Racah" [5] est le suivant :
- on construit d'abord le moment cinétique total du coeur, noté $\mathbf{j}$ (ou $\mathbf{J_2}$ ou encore $\mathbf{J_c}$ selon les auteurs).
- on additionne ensuite ce dernier avec le moment orbital de l'électron externe $\mathbf{l}$ (ou $\mathbf{l_1}$), et on obtient $\mathbf{K} = \mathbf{j} + \mathbf{l}$.
- on couple enfin $\mathbf{K}$ avec le spin de l'électron externe $\mathbf{s}$ (ou $\mathbf{s_1}$), et on obtient $\mathbf{J} = \mathbf{K} + \mathbf{s}$.

Les états sont ensuite notés $nl(K)_J$ ou $nl'(K)_J$, les états $nl(K)_J$ étant construit à partir d'une configuration de coeur $(n-1)p_{3/2}$ c'est à dire $j = 3/2$, et les états $nl'(K)_J$ étant construits à partir d'une configuration de coeur $(n-1)p_{1/2}$ c'est à dire $j = 1/2$.

Dans le cas de la configuration $3p^5 4s$, on construit ainsi deux niveaux, $4s(3/2)_2$ et $4s(3/2)_1$, à partir de $j = 3/2$, et deux niveaux, $4s'(1/2)_0$ et $4s'(1/2)_1$, à partir de $j = 1/2$.

Ce schéma de couplage est en particulier valable quand la hiérarchie des couplages est la suivante :

$$\left[\begin{array}{c} couplage \\ spin\ -orbite \\ du\ coeur \end{array}\right] \gg \left[\begin{array}{c} interaction \\ électrostatique \end{array}\right] \gg \left[\begin{array}{c} couplage\ avec \\ le\ spin\ de \\ l'électron\ externe \end{array}\right]$$

Si cette hiérarchie des couplages est valable pour des états de Rydberg, elle ne l'est pas pour les premiers états excités des gaz rares. Il s'avère néanmoins que ce schéma de couplage décrit bien ces premiers états excités. Le lecteur curieux d'éclaircir ce point pourra consulter, par exemple, la thèse d'état de B. Decomps [19].

Configuration $3p^5 4s$

Dans les deux schémas de couplage, on trouve, comme c'était prévisible, un niveau J=0, 2 niveaux J=1 et un niveau J=2 pour les premiers niveaux excités de l'argon, qui appartiennent à la configuration $3p^5 4s$.

Rappelons que les niveaux J=0 et J=2 sont métastables, car ils ne peuvent, à cause des règles de sélection, retomber au niveau fondamental $^1S_0$, (J=0) par une transition dipolaire électrique. Dans la suite on utilisera surtout la notation en couplage LS, pour la simplicité de l'écriture. Par contre, les niveaux de la configuration $3p^5 4p$, seront notés exclusivement avec la notation de Racah.

TABLE 1.2 – niveaux de l'argon dans la configuration $3p^5 4s$

niveau (LS)	niveau (Racah)	Energie (eV)	Energie (cm^{-1})	J	τ
$^3P_2$	$4s(3/2)_2$	11,548	93143	2	∼38 s
$^3P_1$	$4s(3/2)_1$	11,623	93751	1	8.5 ns
$^3P_0$	$4s'(1/2)_0$	11,723	94554	0	∼45 s
$^1P_1$	$4s'(1/2)_1$	11,828	95400	1	2.2 ns

En compilant diverses sources de données spectroscopiques, on peut établir le schéma suivant, présentant quelques caractéristiques des transitions depuis les niveaux métastables vers les niveaux de la configuration $3p^5 4p$ utiles pour le pompage optique des niveaux métastables de l'atome d'argon. On remarquera que la seule transition fermée est à 811.5 nm. Cette transition, dont l'intensité de saturation est de 1.3 mW/cm^2 permet de polariser aisément les atomes $^3P_2$ dans un des sous niveaux $m = 2$ ou $m = -2$.

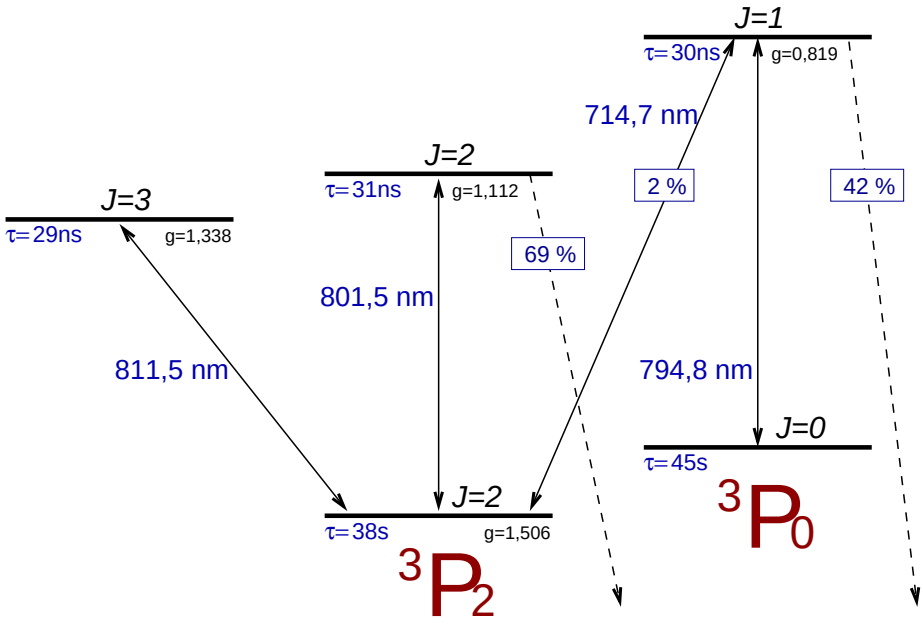


FIGURE 1.1 – Quelques transitions utiles pour le pompage optique des niveaux métastables de l'atome d'argon

On a indiqué les durées de vie et les facteurs de Landé de chaque niveau.

On notera κ un niveau atomique (multiplet) identifié par l'ensemble $\alpha;\mathrm{j}$, où j est le moment cinétique total associé au niveau κ, et α l'ensemble des autre nombres quantiques qui caractérisent ce niveau. Un sous niveau m sera noté de manière équivalente $\alpha;\mathrm{j},\mathrm{m}$ ou κ,m.

Le taux d'émission spontanée pour une transition dipolaire électrique depuis un état quelconque κ',m' vers un niveau κ est :

$$\Gamma_{\kappa',\kappa} = \frac{(2\pi)^3}{3\epsilon_0\hbar\lambda^3_{\kappa,\kappa'}} \sum_{M,m} \left|\langle \kappa',\mathrm{m}'|\ \mathrm{D}^{(1)}_M\ |\kappa,\mathrm{m}\ \rangle\right|^2 = \frac{(2\pi)^3}{3\epsilon_0\hbar\lambda^3_{\kappa,\kappa'}} \frac{\left|\langle \alpha';\mathrm{j}'\|\ \mathrm{D}^{(1)}\ \|\alpha;\mathrm{j}\rangle\right|^2}{2j'+1} \quad (1.1)$$

On s'est servi de la relation habituelle de sommation sur les sous niveaux m' d'arrivée et les 3 composantes tensorielles du dipôle, indexées par M :

$$\sum_{m',M} \left|\langle \alpha;\mathrm{j},\mathrm{m}|\mathrm{D}^{(1)}_M|\alpha';\mathrm{j}',\mathrm{m}'\rangle\right|^2 = \frac{\left|\langle \alpha';\mathrm{j}'\|\ \mathrm{D}^{(1)}\ \|\alpha;\mathrm{j}\rangle\right|^2}{2j+1} \quad (1.2)$$

Les forces de raies (en anglais "line strengths") sont données par :

$$S(\kappa,\kappa') = \left|\langle \alpha';\mathrm{j}'\|\ \mathrm{D}^{(1)}\|\alpha;\mathrm{j}\rangle\right|^2 \quad (1.3)$$

TABLE 1.3 – Données sur les probabilités des transitions dipolaires électriques vers Ar* $4s(3/2)_2$ (ou $^3P_2$)

Transitions Optiques de Ar vers le niveau $^3P_2$ ou $4s(3/2)_2$

niveau	λ, nm	τ, ns	$B(\%)$	S, a.u.
$4p'(1/2)_1$	696.543	27.85(7)	17.66	3.17(13)
$4p'(3/2)_1$	714.704	29.83(8)	1.84	0.333(14)
$4p\,(3/2)_1$	772.376	29.62(7)	14.97	3.45(15)
$4p\,(1/2)_1$	912.297	39.2(2.2)[a]	72.11	20.7(2.0)
$4p'(3/2)_2$	706.722	29.01(7)	10.59	3.18(13)
$4p\,(3/2)_2$	763.511	28.52(7)	68.55	26.4(1.1)
$4p\,(5/2)_2$	801.479	31.17(7)	27.76	11.32(48)
$4p\,(5/2)_3$	8115.31	29.00(7)	100.00	63.67(15)

[a] Durée de vie provenant de Wiese *et al.* [61]

Ces données ont été compilées et reconstituées par Derevianko et Dalgarno *et al.* [63] Les durées de vie τ proviennent de U. Volz and H. Schmoranzer [62] sauf [a]. Les facteurs de branchement B vers le niveau $4s(3/2)_2$ ont été ajustés par les auteurs [63] pour reproduire le tenseur de polarisabilité statique mesuré pour le niveau $4s(3/2)_2$.

1.2 Eléments de matrice de l'interaction de van der Waals

Principe du calcul

On cherche à calculer les éléments de matrice de V dans la base des états propres de l'atome libre :

$$\langle \alpha'; \mathrm{j}', \mathrm{m}'|V|\alpha; \mathrm{j}, \mathrm{m}\rangle = -\left(\frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 1}\right) \frac{1}{16Z^3} \langle \alpha'; \mathrm{j}', \mathrm{m}'|\mathbf{D}^2 + \mathrm{D}_Z^2|\alpha; \mathrm{j}, \mathrm{m}\rangle$$

Pour simplifier, on a utilisé les unités atomiques ($4\pi\epsilon_0 = 1$) On va tout d'abord exprimer V en fonction des composantes des opérateurs tensoriels irréductibles issus du produit tensoriel de D par lui même : $[\mathbf{D}^{(1)} \times \mathbf{D}^{(1)}]_q^{(k)}$. Remarquons que, même dans des modélisations de l'interaction atome-surface bien plus complexes que celle que nous envisageons dans ce travail, ces opérateurs jouent un rôle essentiel pour le calcul de l'interaction. On se reportera à l'annexe (1.3.2) pour la donnée complète de ces composantes.

Le potentiel de van der Waals est proportionnel au terme $\mathbf{D}^2 + \mathrm{D}_Z^2$. Une manière d'effectuer ce calcul est de calculer d'abord la valeur moyenne de D_i^2, avec $i = X, Y, Z$ en utilisant une relation de fermeture sur tous les états propres de l'atome libre :

$$\langle \alpha'; \mathrm{j}', \mathrm{m}'|\mathrm{D}_i^2|\alpha; \mathrm{j}, \mathrm{m}\rangle = \sum_{\alpha'', \mathrm{j}'', \mathrm{m}''} \langle \alpha'; \mathrm{j}', \mathrm{m}'|\mathrm{D}_i|\alpha''; \mathrm{j}'', \mathrm{m}''\rangle \langle \alpha''; \mathrm{j}'', \mathrm{m}''|\mathrm{D}_i|\alpha; \mathrm{j}, \mathrm{m}\rangle \qquad (1.4)$$

puis de sommer pour obtenir la valeur moyenne de $\mathbf{D}^2 + \mathrm{D}_Z^2 = \mathrm{D}_X^2 + \mathrm{D}_Y^2 + 2\mathrm{D}_Z^2$. Cette présentation a l'inconvénient de ne pas toujours faire ressortir les symétries du problème. C'est pourquoi nous allons présenter ici une approche strictement équivalente en ce qui concerne le résultat, mais qui fait apparaître plus clairement les propriétés de symétrie du potentiel de van der Waals.

Le terme $\mathbf{D}^2 + \mathrm{D}_Z^2$ peut être exprimé à partir des deux composantes tensorielles $\overset{(0)}{0}$ et $\overset{(2)}{0}$: à partir de l'expression de ces deux composantes :

$$[\mathbf{D}^{(1)} \times \mathbf{D}^{(1)}]_0^{(0)} = -\frac{\mathbf{D} \cdot \mathbf{D}}{\sqrt{3}} \quad , \quad [\mathbf{D}^{(1)} \times \mathbf{D}^{(1)}]_0^{(2)} = \frac{3D_0^2 - \mathbf{D} \cdot \mathbf{D}}{\sqrt{6}} \qquad (1.5)$$

on peut écrire :

$$\mathbf{D}^2 + \mathrm{D}_Z^2 = -\frac{4}{\sqrt{3}}[\mathbf{D}^{(1)} \times \mathbf{D}^{(1)}]_0^{(0)} + \frac{2}{\sqrt{3}}[\mathbf{D}^{(1)} \times \mathbf{D}^{(1)}]_0^{(2)} \qquad (1.6)$$

Le théorème de Wigner-Eckart permet d'exprimer les éléments de matrice des opérateurs $[\mathbf{D}^{(1)} \times \mathbf{D}^{(1)}]_0^{(0)}$ et $[\mathbf{D}^{(1)} \times \mathbf{D}^{(1)}]_0^{(2)}$:

$$\langle\alpha';\mathrm{j}',\mathrm{m}'|[\mathbf{D}^{(1)}\times\mathbf{D}^{(1)}]^{(2)}_0|\alpha;\mathrm{j},\mathrm{m}\rangle \;=\; \langle\kappa;\mathrm{j}\|[\mathbf{D}^{(1)}\times\mathbf{D}^{(1)}]^{(2)}\|\kappa;\mathrm{j}\rangle(-1)^{j'+m}\begin{pmatrix} j & 2 & j \\ m & 0 & -m'\end{pmatrix}$$

Pour un tenseur scalaire, l'expression se simplifie en :

$$\langle\alpha';\mathrm{j}',\mathrm{m}'|[\mathbf{D}^{(1)}\times\mathbf{D}^{(1)}]^{(0)}_0|\alpha;\mathrm{j},\mathrm{m}\rangle = \langle\alpha';\mathrm{j}'\|[\mathbf{D}^{(1)}\times\mathbf{D}^{(1)}]^{(0)}\|\alpha;\mathrm{j}\rangle\frac{1}{\sqrt{2j+1}}\delta_{m,m'}\delta_{j,j'}$$

Expression des éléments de matrice des opérateurs $[\mathbf{D}^{(1)}\times\mathbf{D}^{(1)}]^{(k)}_q$ en utilisant les symétries de l'algèbre des moments angulaires.

On peut écrire une "relation de fermeture" sur les éléments de matrice réduits [60] (p.183) d'un produit $[\mathbf{D}^{(1)}\times\mathbf{D}^{(1)}]^{(k)}_q$

$$\begin{aligned}\langle\alpha_1;\mathrm{j}_1\|[\mathbf{D}^{(1)}\times\mathbf{D}^{(1)}]^{(k)}\|\alpha_2;\mathrm{j}_2\rangle \;&=\; (-1)^{j_1+j_2+k}\sqrt{2k+1}\times \\ &\sum_{\alpha',j'}\langle\alpha_1;\mathrm{j}_1\|\mathbf{D}^{(1)}\|\alpha';\mathrm{j}'\rangle\langle\alpha';\mathrm{j}'\|\mathbf{D}^{(1)}\|\alpha_2;\mathrm{j}_2\rangle\begin{Bmatrix} 1 & 1 & k \\ j_2 & j_1 & j'\end{Bmatrix}\end{aligned}$$

Cette relation est "une autre formulation" de l'équation 1.4. La différence essentielle est que l'on n'a plus à effectuer la somme sur les états Zeeman, et que l'on doit séparer les composantes tensorielles. Si l'on connaît tous les éléments de matrice du type $\langle\alpha_1;\mathrm{j}_1\|[\mathbf{D}^{(1)}\times\mathbf{D}^{(1)}]^{(k)}\|\alpha_2;\mathrm{j}_2\rangle$, le problème est donc résolu.

Les seules données spectroscopiques peuvent permettre de remonter aux modules des éléments de matrice de ce type, mais pas aux phases relatives. Par contre si l'on souhaite calculer les élements de matrice de $\mathrm{D}_Z^2+\mathbf{D}^2$ à l'intérieur d'un multiplet $\kappa:\alpha_{;}j$, on peut utiliser la relation de conjugaison des éléments de matrice réduits de $\mathbf{D}$:

$$\langle\alpha;\mathrm{j}\|\ \mathbf{D}^{(1)}\ \|\alpha';\mathrm{j}'\ \rangle = (-1)^{j-j'}\langle\alpha';\mathrm{j}'\|\ \mathbf{D}^{(1)}\ \|\alpha;\mathrm{j}\ \rangle^* \tag{1.7}$$

On obtient alors, en substituant :

$$\begin{aligned}\langle\alpha;\mathrm{j}\|[\mathbf{D}^{(1)}\times\mathbf{D}^{(1)}]^{(k)}\|\alpha;\mathrm{j}\rangle \;&=\; (-1)^k\sqrt{2k+1}\sum_{\alpha',j'}(-1)^{j+j'}\times \\ &\left|\langle\alpha;\mathrm{j}\|\mathbf{D}^{(1)}\|\alpha';\mathrm{j}'\rangle\right|^2\begin{Bmatrix} 1 & 1 & k \\ j & j & j'\end{Bmatrix}\end{aligned} \tag{1.8}$$

Dans cette expression, seule la norme au carré des éléments de couplage intervient. L'action du potentiel d'interaction sur un niveau (multiplet) peut donc être déduite

des données spectroscopiques. En utilisant la notation des forces de raies, on peut écrire :

$$\begin{aligned}\langle\alpha;\mathrm{j}\|[\mathbf{D}^{(1)}\times\mathbf{D}^{(1)}]^{(k)}\|\alpha;\mathrm{j}\rangle &= (-1)^k\sqrt{2k+1}\times \\ &\sum_{\alpha',j'}(-1)^{j+j'}S(\alpha;j,\alpha';j')\left\{\begin{array}{ccc}1&1&k\\ j&j&j'\end{array}\right\}\end{aligned} \tag{1.9}$$

Définissons les coefficients suivants pour exprimer la force du couplage dipolaire entre le niveau désigné par κ ou (α,j), et tous les autres niveaux atomiques κ' (ou α',j') ayant un moment cinétique total $j'=j+\delta$ avec $\delta=-1,0,1$:

$$S_\delta(\kappa)=\sum_{\alpha'}S(\alpha';j+\delta,\alpha;j) \tag{1.10}$$

Par exemple pour un niveau $j=2$, $S_{-1}(\kappa)$ sera égal à la somme des forces de raies entre ce niveau et tous les niveaux dont le moment cinétique total $j=2-1=1$.

On peut alors écrire

$$\begin{aligned}\langle\alpha;\mathrm{j}\|[\mathbf{D}^{(1)}\times\mathbf{D}^{(1)}]^{(k)}\|\alpha;\mathrm{j}\rangle &= (-1)^k\sqrt{2k+1}\times \\ &\sum_{\delta}S_\delta(\kappa)(-1)^{2j+\delta}\left\{\begin{array}{ccc}1&1&k\\ j&j&j+\delta\end{array}\right\}\end{aligned} \tag{1.11}$$

Remarque sur $[\mathbf{D}^{(1)}\times\mathbf{D}^{(1)}]^{(1)}$

D'après la définition de l'opérateur dipôle, il est clair que les composantes du dipôle commutent. On en déduit que la composante du premier ordre du produit tensoriel de l'opérateur dipôle par lui-même, proportionnelle au produit vectoriel $\mathbf{D}\wedge\mathbf{D}$, est nulle :

$$[\mathbf{D}^{(1)}\times\mathbf{D}^{(1)}]^{(1)}_M=0 \tag{1.12}$$

Ceci impose la relation :

$$\sum_{\alpha',\delta}\langle\alpha_1;\mathrm{j}_1\|\mathbf{D}^{(1)}\|\alpha';\mathrm{j}+\delta\rangle\langle\alpha';\mathrm{j}+\delta\|\mathbf{D}^{(1)}\|\alpha_2;\mathrm{j}_2\rangle\left\{\begin{array}{ccc}1&1&1\\ j_2&j_1&j+\delta\end{array}\right\}=0 \tag{1.13}$$

On en déduit une condition utile sur les coefficents $S_\delta(\kappa)$:

$$\sum_{\delta}S_\delta(\kappa)(-1)^{2j+\delta}\left\{\begin{array}{ccc}1&1&1\\ j&j&j+\delta\end{array}\right\}=0 \tag{1.14}$$

1.3 Restriction à un niveau atomique dégénéré.

Il s'agit de calculer la restriction du potentiel de van der Waals au sous-espace vectoriel associé au niveau atomique κ, de moment cinétique total j. On notera ce sous-espace vectoriel $\mathcal{E}_\kappa$; sa dimension est $2j+1$.

Du fait du théorème de Wigner-Eckart, les éléments de matrice dans le sous espace $\mathcal{E}_\kappa$ de l'opérateur tensoriel irréductible $\mathrm{D}_Z^2 - \mathbf{D}^2/3$ sont proportionnels à ceux de $\mathrm{J}_Z^2 - \mathbf{J}^2/3$, et les éléments de matrice de $\mathbf{D}^2$ proportionnels à ceux de la matrice identité.

On peut donc écrire dans la base choisie avec l'axe principal de quantification selon Z, c'est à dire rappelons-le normalement à la surface :

$$\langle \kappa; \mathrm{j}, \mathrm{m}' | \mathbf{D}^2 | \kappa; \mathrm{j}, \mathrm{m} \rangle = \langle \mathbf{D}^2 \rangle_\kappa \delta_{m,m'} \tag{1.15}$$

$$\langle \kappa; \mathrm{j}, \mathrm{m}' | \mathrm{D}_Z^2 - \mathbf{D}^2/3 | \kappa; \mathrm{j}, \mathrm{m} \rangle = \eta_\kappa \left[m^2 - \frac{j(j+1)}{3} \right] \delta_{m,m'} \tag{1.16}$$

Cette dernière relation définit le paramètre η_κ. En unités atomiques, en posant $C_3 = \frac{\langle \mathbf{D}^2 \rangle_\kappa}{12}$, on trouve la restriction du potentiel de van der Waals à $\mathcal{E}_\kappa$ [59] :

$$\langle \kappa; \mathrm{j}, \mathrm{m}' | \ \mathrm{V} \ | \kappa; \mathrm{j}, \mathrm{m} \rangle = -\frac{1}{Z^3} \left[C_3 + \frac{\eta_\kappa}{16} \left(m^2 - \frac{j(j+1)}{3} \right) \right] \delta_{m,m'} \tag{1.17}$$

Il nous faut maintenant exprimer les coefficients $\langle \mathbf{D}^2 \rangle_\kappa$ et η_κ en fonction des forces de raie. On obtient les relations :

$$\eta_\kappa = \frac{\sqrt{6}\ \langle \kappa; \mathrm{j} \| [\mathbf{D}^{(1)} \times \mathbf{D}^{(1)}]^{(2)} \| \kappa; \mathrm{j} \rangle}{\sqrt{j(j+1)(2j-1)(2j+1)(2j+3)}} \tag{1.18}$$

$$\langle \mathbf{D}^2 \rangle_\kappa = -\sqrt{3}\, \frac{\langle \kappa; \mathrm{j} \| [\mathbf{D}^{(1)} \times \mathbf{D}^{(1)}]^{(0)} \| \kappa; \mathrm{j} \rangle}{\sqrt{2j+1}} \tag{1.19}$$

d'où l'on tire :

$$\langle \mathbf{D}^2 \rangle_\kappa = \tfrac{1}{2j+1} \textstyle\sum_\delta S_\delta(\kappa) \tag{1.20}$$

$$\eta_\kappa = -\tfrac{2S_{-1}(\kappa)}{(2j-1)(2j)(2j+1)} + \tfrac{4S_0(\kappa)}{(2j)(2j+1)(2j+2)} - \tfrac{2S_{+1}(\kappa)}{(2j+1)(2j+2)(2j+3)} \tag{1.21}$$

$$(j+1)S_{-1}(\kappa) + S_0(\kappa) - j\, S_{+1}(\kappa) = 0 \tag{1.22}$$

1.3.1 Détermination du potentiel d'interaction de van der Waals pour l'argon métastable Ar^* $4s(3/2)_2$ à partir des données spectroscopiques

Dans le cas d'un niveau atomique κ fondamental ou métastable il n'y a pas d'émission spontanée par couplage dipolaire à partir de ce niveau.

Nous pouvons alors écrire les constantes $S_\delta(\kappa)$ pour un tel niveau :

$$S_\delta(\kappa) = \sum_{\kappa'\, j'=j+\delta} \frac{3\epsilon_0\hbar(2j'+1)\lambda^3_{\kappa',\kappa}}{(2\pi)^3}\Gamma_{\kappa',\kappa} = \sum_{\kappa'\, j'=j+\delta} \frac{3\epsilon_0\hbar(2j'+1)\lambda^3_{\kappa',\kappa}}{(2\pi)^3}\frac{B_{\kappa',\kappa}}{\tau_{\kappa'}} \qquad (1.23)$$

On a noté $\lambda_{\kappa',\kappa}$ la longueur d'onde de la raie κ', κ.

Pour le niveau métastable Ar $^3P_2$ (ou $4s(3/2)_2$), il est raisonnable de se restreindre aux transitions vers les niveaux des configurations électroniques 4p et 5p, les transitions vers les configurations 5p ne contribuant que pour une fraction de l'ordre du pourcent pour déterminer les coefficients S_δ. Malheureusement les données spectroscopiques standard sur les probabilités de transition pour les raies associées [61] sont données avec une précision de seulement 8 % .

Par contre les durées de vie τ de certains des niveaux de la configuration $4p$ ont été mesurées avec une très bonne précision, et A. Derevianko and A. Dalgarno [63] ont ajusté les facteurs de branchement B de ces niveaux vers le niveau $4s(3/2)_2$ pour reproduire les polarisabilités statiques, qui ont également été mesurées avec une bonne précision. [64] On trouve alors, en tenant compte des niveaux de la configuration 4p et de ceux de la configuration 5p (la contribution de ces derniers est faible),les valeurs des coefficients S_δ en unités atomiques :

$$S_{-1} = 27.7(2.3), \quad S_0 = 41.2(1.7), \quad S_{+1} = 63.92(0.15) \qquad (1.24)$$

Remarquons que le coefficient S_{-1} n'est connu qu'avec une incertitude assez grande, à cause de l'incertitude sur la durée de vie du niveau $4p(1/2)_1$.

A l'opposé comme il n'existe qu'une transition avec un facteur de branchement de 100 % avec $j' = 3$, la valeur de S_{+1} est relativement précise. Ainsi, il semble utile de se servir de la relation (1.22) - qui est n'est en principe valide que si les contributions de toutes les configurations sont prises en comptes - pour évaluer S_{-1}. Cela donne $S_{-1} = 28.9(0.6)$, ce qui est compatible avec les incertitudes évaluées. On peut alors exprimer C_3 et η à partir de S_0 et S_{+1} et trouver des valeurs numériques plus précises ; on a, toujours en unités atomiques :

$$C_3 = \frac{2S_0 + 5S_{+1}}{180} = 2.233(24) \qquad \eta = \frac{2}{315}(7S_0 - 5S_{+1}) = -0.20(8) \qquad (1.25)$$

On obtient une bonne précision sur la valeur de C_3, car la contribution de S_{+1} est dominante, tandis que pour η, les contributions se compensent ce qui conduit à une incertitude relative plus grande.

Finalement on obtient le résultat important que la contribution à symétrie quadrupolaire du potentiel de van der Waals agissant sur le niveau $4s(3/2)_2$ est autour de 1% de la contribution scalaire.

Nous n'avons tenu compte ici que des excitations dans lesquelles la configuration électronique du coeur est inchangée. Pour être complet, il faudrait tenir compte des contributions des excitations du coeur, à énergies plus grandes (typiquement, en terme de longueur d'onde, de 80nm à 20nm), qui sont également susceptibles de donner une contributions anisotrope. Des collaborations en ce sens avec des équipes disposant des outils de calculs nécessaires sont en cours.

1.3.2 Annexe : Quelques définitions et relations utiles pour le calcul des élements de matrice d'opérateurs sur un état atomique

Les composantes de l'opérateur tensoriel irréductible associé au dipôle **D** sont les suivantes :

$$D^{(1)}_{\pm 1} = \mp \frac{1}{\sqrt{2}} \left(D_X \pm i D_Y \right) \qquad D^{(1)}_0 = D_Z \tag{1.26}$$

La composante 0 du tenseur d'ordre 0, produit tensoriel de deux opérateurs tensoriels irréductibles d' ordre 1, est proportionelle au produit scalaire des deux vecteurs associés aux deux opérateurs tensoriels irréductibles :

$$[\mathbf{A}^{(1)} \times \mathbf{B}^{(1)}]^{(0)}_0 = -\frac{\mathbf{A} \cdot \mathbf{B}}{\sqrt{3}} \tag{1.27}$$

Les composantes du tenseur d'ordre 1, produit tensoriel de deux opérateurs tensoriels irréductibles d' ordre 1 sont reliées au produit vectoriel des deux vecteurs associés aux deux opérateurs tensoriels irréductibles :

$$[\mathbf{A}^{(1)} \times \mathbf{B}^{(1)}]^{(1)}_{+1} = \frac{A_{+1}B_0 - A_0 B_{+1}}{\sqrt{2}} \tag{1.28}$$

$$[\mathbf{A}^{(1)} \times \mathbf{B}^{(1)}]^{(1)}_0 = \frac{A_{+1}B_{-1} - A_{-1} B_{+1}}{\sqrt{2}} \tag{1.29}$$

$$[\mathbf{A}^{(1)} \times \mathbf{B}^{(1)}]^{(1)}_{-1} = \frac{A_0 B_{-1} - A_{-1} B_0}{\sqrt{2}} \tag{1.30}$$

Les composantes du tenseur d'ordre 2, produit tensoriel de deux opérateurs tensoriels irréductibles d'ordre 1 sont les suivantes (la composante 0 nous a été particulièrement utile) :

$$[\mathbf{A}^{(1)} \times \mathbf{B}^{(1)}]^{(2)}_{\pm 2} = A_{\pm 1} B_{\pm 1} \tag{1.31}$$

$$[\mathbf{A}^{(1)} \times \mathbf{B}^{(1)}]^{(2)}_{\pm 1} = \frac{A_0 B_{\pm 1} + A_{\pm 1} B_0}{\sqrt{2}} \tag{1.32}$$

$$[\mathbf{A}^{(1)} \times \mathbf{B}^{(1)}]^{(2)}_0 = \frac{3A_0 B_0 - \mathbf{A} \cdot \mathbf{B}}{\sqrt{6}} \tag{1.33}$$

$$\langle \mathbf{D}^2 \rangle_\kappa = \sum_{\kappa',m',M} \left| \langle \kappa; \mathrm{j}, \mathrm{m} | \mathrm{D}^{(1)}_M | \kappa'; \mathrm{j}', \mathrm{m}' \rangle \right|^2 = \sum_{\kappa'} \frac{\left| \langle \kappa'; \mathrm{j}' \| \ \mathrm{D}^{(1)} \ \| \kappa; \mathrm{j} \rangle \right|^2}{2j+1} \tag{1.34}$$

La relation de conjugaison des éléments de matrice réduits appliquée à l'opérateur dipôle donne :

$$\langle \kappa; \mathrm{j} \| \ \mathbf{D}^{(1)} \ \| \kappa'; \mathrm{j}' \ \rangle = (-1)^{j-j'} \langle \kappa'; \mathrm{j}' \| \ \mathbf{D}^{(1)} \ \| \kappa; \mathrm{j} \ \rangle^* \tag{1.35}$$

$$\langle \kappa; \mathrm{j} \| [\mathbf{D}^{(1)} \times \mathbf{D}^{(1)}]^{(k)} \| \kappa; \mathrm{j} \rangle = (-1)^k \sqrt{2k+1} \sum_{j'} (-1)^{j+j'} S_{(j'-j)}(\kappa) \left\{ \begin{array}{ccc} 1 & 1 & k \\ j & j & j' \end{array} \right\} \tag{1.36}$$

La relation d'orthogonalité des coefficents 6J s'écrit :

$$\sum_k (2k+1)(2j'+1) \left\{ \begin{array}{ccc} 1 & 1 & k \\ j & j & j \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{ccc} 1 & 1 & k \\ j & j & j'' \end{array} \right\} = \delta(j', j'') \tag{1.37}$$

$$\begin{aligned} \langle \alpha_1; \mathrm{j}_1 \| [\mathbf{A}^{(p)} \times \mathbf{B}^{(q)}]^{(k)} \| \alpha_2; \mathrm{j}_2 \rangle \ &= \ (-1)^{j_1+j_2+k} \sqrt{2k+1} \times \\ & \sum_{\alpha',j'} \langle \alpha_1; \mathrm{j}_1 \| \mathbf{A}^{(p)} \| \alpha'; \mathrm{j}' \rangle \langle \alpha'; \mathrm{j}' \| \mathbf{B}^{(q)} \| \alpha_2; \mathrm{j}_2 \rangle \left\{ \begin{array}{ccc} p & q & k \\ j_2 & j_1 & j' \end{array} \right\} \end{aligned}$$

Chapitre 2

Conversion d'état métastable

2.1 Couplage induit par l'interaction de van der Waals entre les niveaux métastables d'un atome de gas rare

Les atomes de gaz rares autres que He, avec un moment magnétique nucléaire total nul ont deux niveaux métastables de moment angulaire total $J = 0$ et $J = 2$, nommés $^3P_0$ et $^3P_2$, ou mieux, en notation de Racah $ns'(3/2)_0$ et $ns(3/2)_2$, n étant le nombre quantique principal de la première couche électronique vide de l'atome dans l'état fondamental.

En écrivant les éléments de matrice de la partie scalaire et de la partie quadrupolaire du terme dipôle - dépendant du potentiel de van der Waals, entre deux états de ces niveaux métastables, on obtient :

$$\langle {}^3\mathrm{P}_0|\ \mathbf{D}^2\ |{}^3\mathrm{P}_2, \mathrm{m}\rangle = 0 \tag{2.1}$$

$$\langle {}^3\mathrm{P}_0|\ \mathrm{D}_Z^2 - \mathbf{D}^2/3\ |{}^3\mathrm{P}_2, \mathrm{m}\rangle = \langle {}^3\mathrm{P}_0|\ \mathrm{D}_Z^2\ |{}^3\mathrm{P}_2, \mathrm{m}\rangle \tag{2.2}$$

La base de quantification étant choisie avec une direction principale Z normale à la surface, seul l'état $m = 0$ du multiplet $^3P_2$ est couplé à l'état $^3P_0$.

A priori, il y a également couplage entre les états $^3P_2, m = 1$ et $^1P_1, m = 1$, $^1S_1, m = 1$

Le couplage entre les deux niveaux métastables peut en principe être calculé en utilisant une relation de fermeture :

$$\langle {}^3\mathrm{P}_0|\ \mathrm{D}_Z^2\ |{}^3\mathrm{P}_2, \mathrm{m}\rangle = \sum_{\kappa'} \langle {}^3\mathrm{P}_0|\ \mathrm{D}_Z\ |\kappa'; 1, 0\rangle\langle\kappa'; 1, 0|\ \mathrm{D}_Z\ |{}^3\mathrm{P}_2, \mathrm{m}\rangle \tag{2.3}$$

Si on connaît les éléments de matrice des transitions dipolaires entre chacun des deux états métastables et tous les états atomiques qui contribuent de manière significative, tout est en principe complètement calculable ou déterminable par la méthode de calcul qui a été indiquée dans la section 1.2. Le problème est que seul la *norme* des éléments de couplage est connue. Il conviendrait également de vérifier la contribution des transitions dipolaires avec excitation du coeur.

Dans le cas de l'Argon et du Krypton notre équipe a mis en évidence expérimentalement les transition induites entre les deux niveaux métastables - transitions inter-multiplets - qu'on interprète comme une conséquence de ce couplage. [57, 58]. Remarquons néanmoins que, à des distances faibles de la surface, d'autres types d'interaction que l'interaction de van der Waals "dipôle -dipôle" pourraient aussi contribuer à un couplage entre ces deux niveaux.

Nous allons maintenant décrire les techniques expérimentales qui ont permis la mise en évidence de ces transitions.

2.2 Processus superélastiques non résonnants près d'une surface

Du point de vue de la physique atomique, il convient de distinguer plusieurs types de processus dans la collision atome surface.

Il convient, d'une part, de distinguer les processus pour lesquels il y a transfert d'énergie entre l'atome et le solide (plus précisément les modes d'excitation du solide surfaciques ou volumiques), et les processus pour lesquels le bilan du transfert d'énergie entre l'atome et le solide est nul.

D'autre part, il convient de distinguer le cas où l'atome ressort de la collision dans le même état interne que l'état initial, et ceux pour lesquels l'état interne est modifié.

Ces deux critères sont indépendants, et on a donc formellement quatre types de de processus

(i) Les processus dans lesquels le bilan de transfert d'énergie entre la surface et l'atome est nul, et dans lesquels l'atome ressort de la collision dans le même état interne que l'état initial. C'est le type de processus qui est le plus souvent étudié en physique atomique. Aux distances intermédiaires, il est régi par l'interaction de van der Waals, décrite, dans le cas où l'on peut assimiler le solide à un demi espace limité par une surface idéalement plane idéale, par un potentiel de la forme $V = -C_3/d^3$. L'atome peut quitter la région de couplage avec la surface en gardant la même énergie cinétique et le même état interne - C'est le cas de la réflexion quantique et des expériences "usuelles" de diffraction atomique. [65, 66]

(ii) Les processus pour lesquels il y a transfert d'énergie entre la surface et l'atome, et dans lesquels l'état interne de l'atome n'est pas modifié. L'énergie cinétique de l'atome est alors modifiée lors de la collision.

(iii) Les processus pour lesquels il y a transfert d'énergie entre la surface et l'atome, et dans lesquels l'état interne de l'atome est modifié. L'énergie cinétique de l'atome et son état interne sont alors modifiés lors de la collision.

(iv) Les processus pour lesquels il n'y a pas transfert d'énergie entre la surface et l'atome, et dans lesquels l'état interne de l'atome est modifié. L'énergie cinétique de l'atome et son état interne sont alors modifiés lors de la collision. Il est pour cela nécessaire que le potentiel d'interaction atome surface ne soit pas diagonal dans la base des états propres de l'atome libre. Le non transfert d'énergie entre les modes d'excitation du solide et l'atome est a priori favorisé lorsque la distance atome surface est suffisamment grande. Ce sont ces processus auquels on va essentiellement s'intéresser dans cette thèse.

Le potentiel d'interaction atome-surface dépend de la distance à la surface et de l'état interne de l'atome couplant ainsi cet état interne au mouvement du centre de masse : la modification soudaine des états propres de l'atome s'approchant de la surface, qui est partiellement caractérisée par le couplage entre les deux niveaux mé-

tastables, est susceptible de provoquer des processus inélastiques avec changement de l'état interne de l'atome après la collision. Dans une telle approche, où, l'interaction atome surface est décrite par un potentiel d'interaction indépendant du temps, l'énergie totale de l'atome avant et après une «collision» ou une diffusion est conservée : on a transfert d'énergie entre l'état interne de l'atome et le mouvement du centre de masse.

Dans notre cas, rappelons que les états métastables, qui sont les seules espèces détectées ici, retombent par effet Auger à l'état fondamental lorsque la distance entre l'atome et la surface est inférieure à une distance de l'ordre de 0.02 nm, ce qui limite probablement la possibilité d'observer des processus dans lesquels interviendraient des échanges d'énergie avec les modes d'excitation du solide. Dans la suite, on ne discutera pas de tels processus. Il convient néanmoins de garder à l'esprit leur éventualité.

2.2.1 Cinématique d'une transition superélastique induite par l'interaction avec une surface

La conservation de l'énergie totale de l'atome avant et après la collision peut être exprimée de la manière suivante :

$$\mathbf{p_f}^2 = \mathbf{p_0}^2 + 2M\Delta E$$

où $\mathbf{p_0}$ et $\mathbf{p_f}$ sont respectivement l'impulsion initiale et finale associée au mouvement du centre de masse de l'atome, M la masse de l'atome, et ΔE est l'opposé de la variation d'énergie interne de l'atome lors de la collision.

Dans le cas des deux états métastables de l'Argon, on a $E^0(^3P_0) - E^0(^3P_2) = 174.8\text{meV}$

La vitesse de seuil définie par $v_S = \sqrt{\frac{2|\Delta E|}{M}}$ vaut $v_S = 918.7\text{m/s}$

Pour une surface idéalement plane, la composante de l'impulsion parallèle à la surface est conservée lors de la transition. Le problème peut alors,localement, être restreint à deux dimensions. En appelant θ_0, θ_f les angles entre l'impulsion et la surface avant et après la transition et en notant $T_0 = \frac{\mathbf{p_0}^2}{2M}$, on a

$$p_f \cos\theta_f = p_0 \cos\theta_0$$

et donc

$$\cos\theta_f = \cos\theta_0 \left(1 + \Delta E/T_0\right)^{-1/2}$$

Ces deux relations cinématiques ne rendent pas compte des effets de taille finie de la surface :

- la diffraction, phénomène ondulatoire qui n'apparaît pas explicitement ici.
- le fait que le potentiel ne dépende plus de la seule coordonnée Z aux bords de la fente, et plus généralement, la courbure de la surface.

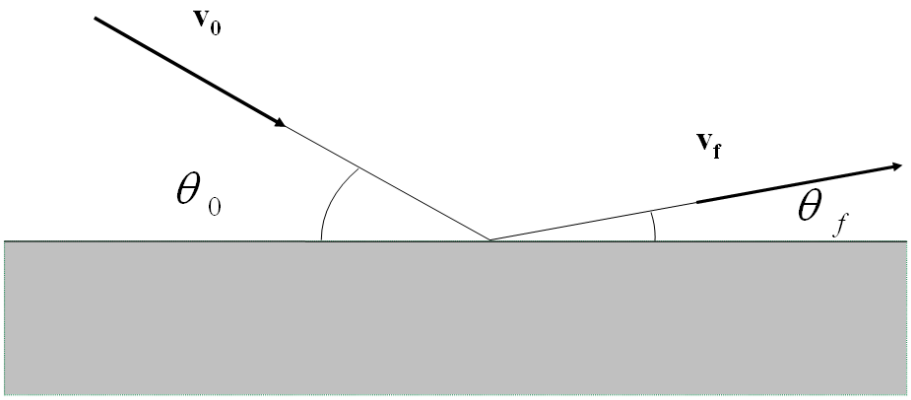


FIGURE 2.1 – Cinématique d'une transition non élastique.

– la rugosité de la surface, aux échelles nanométrique et sub-nanométriques n'est pas non plus prise en compte dans cette relation.

Cette relation, ainsi que la relation de conservation de l'énergie totale, permet d'identifier le processus dans une expérience dans laquelle la production et la détection d'atome métastables ne sont pas sélectives entre les niveaux $^3P_2$ et $^3P_0$, à condition que les résolution angulaire et en vitesse soient suffisamment bonnes. [57, 58]

Dans le cas d'un atome de gaz rare effectuant une transition exothermique depuis le niveau métastable $^3P_0$ vers le niveau métastable $^3P_2$, il y a augmentation de l'énergie cinétique :

$$v_1^2 = v_0^2 + (918.7\text{m/s})^2$$

pour l'argon.

Dans le cas d'un atome de gaz rare effectuant une transition endothermique depuis le niveau métastable $^3P_2$ vers le niveau métastable $^3P_0$, il y a diminution de l'énergie cinétique :

$$v_1^2 = v_0^2 - (918.7\text{m/s})^2$$

pour l'argon. On voit directement sur cette expression qu'il doit y avoir une vitesse de seuil. Nous allons donc discuter les contraintes cinématiques pour ces processus.

2.2.2 Contraintes sur les vitesses et l'angle d'incidence

Dans le cas d'un processus exothermique, il n'y a pas de seuil en vitesse. Il y a néanmoins une contrainte pratique : Il faut qu'un atome qui effectue la transition puisse arriver jusqu'au détecteur !

Or, si l'énergie cinétique incidente est faible cela implique la direction des atomes ayant effectué la transition est proche de la normale à la surface. L'angle que fait le

faisceau émergent par rapport à la direction incidente est alors de l'ordre ou supérieur à 90^o. L'expérience dont on dispose n'a pas la géométrie convenable pour observer de tels angles de déflexion : il faut veiller à ce que l'angle de déflexion ne soit pas supérieur à 73^o. En pratique il est préférable de choisir un angle nominal plus faible.

Si maintenant on place le détecteur à un angle θ_d fixé, il est légitime de se poser la question suivante : Quelle est la contrainte sur la vitesse incidente, (en la supposant dans l'axe du jet), pour qu'un atome puisse arriver sur le détecteur. En faisant cela, il faut envisager toutes les orientations possibles de la surface qui permettent à l'atome d'arriver directement sur le détecteur. Ceci revient à poser $\theta_f = \theta_d - \theta_0$.

A partir de la conservation de l'impulsion dans la direction parallèle à la surface, qui fait un angle θ_0 par rapport à la direction du jet incident, on peut écrire :

$$v_i \cos\theta_0 = v_f \cos(\theta_d - \theta_0)$$

et de la conservation de l'énergie :

$$v_f^2 = v_i^2 + \frac{2\Delta E}{M}$$

On obtient l'expression des vitesses initiales et finales en fonction des angles θ_d et θ_s

$$v_i^2 = \frac{2\Delta E}{M} \frac{\cos^2(\theta_d - \theta_0)}{\cos^2(\theta_0) - \cos^2(\theta_f - \theta_0)}$$

$$v_f^2 = \frac{2\Delta E}{M} \frac{\cos^2(\theta_0)}{\cos^2(\theta_0) - \cos^2(\theta_d - \theta_0)}$$

Pour une surface idéalement plane, l'angle d'incidence θ_0 devrait être parfaitement défini. Pratiquement l'obstacle solide a une certaine forme, et a une certaine rugosité, ce qui fait que l'on peut attendre une dispersion des angles θ_0 ; des effets de diffraction peuvent également intervenir.

Remarquons également que dans une approche de "trajectoire", si l'on peut traiter la surface comme étant localement plane, alors l'angle d'incidence θ_0 doit être compris entre 0 et θ_d sans quoi l'atome ne peut repartir dans la direction θ_d. Il convient néanmoins de garder une certaine prudence vis à vis de cette condition "réaliste" car elle ne tient pas compte du fait que l'on peut avoir des effets de pointes, ainsi que des effets ondulatoires.

Cas d'un processus endothermique

Dans un tel processus, en fonction de l'angle d'incidence, on a une vitesse rapide v_i, et une vitesse lente v_f En posant toujours $v_s = \sqrt{2\frac{|\Delta E|}{M}}$ on en déduit :

$$v_i = v_s \sqrt{\frac{\cos^2(\theta_d - \theta_0)}{\cos^2(\theta_d - \theta_0) - \cos^2(\theta_0)}}$$

$$v_f = v_s \sqrt{\frac{\cos^2(\theta_0)}{\cos^2(\theta_d - \theta_0) - \cos^2(\theta_0)}}$$

On peut tracer (figure 2.2), par exemple à 60 °, v_i et v_f en fonction de θ_0. Les angles d'incidence possibles sont compris entre $\theta_d/2$ et θ_d soit ici entre 30 ° et 60 °. Lorsque l'angle d'incidence est proche de $\theta_d/2$ le processus devient quasi symétrique en ce qui concerne la cinématique et cela correspond à des énergies nettement plus grande que $|\Delta E|$. Les vitesses initiale et finale sont minimales pour $\theta_0 = \theta_d$ et valent alors

$$v_i^{min} = \frac{v_s}{|\cos\theta_d|} \qquad v_f^{min} = v_s|\cos\theta_d| \tag{2.4}$$

Pour l'Argon, on trouve à $\theta_d = 60$ ° $v_i = 1061$ m/s et $v_f = 530.5$ m/s

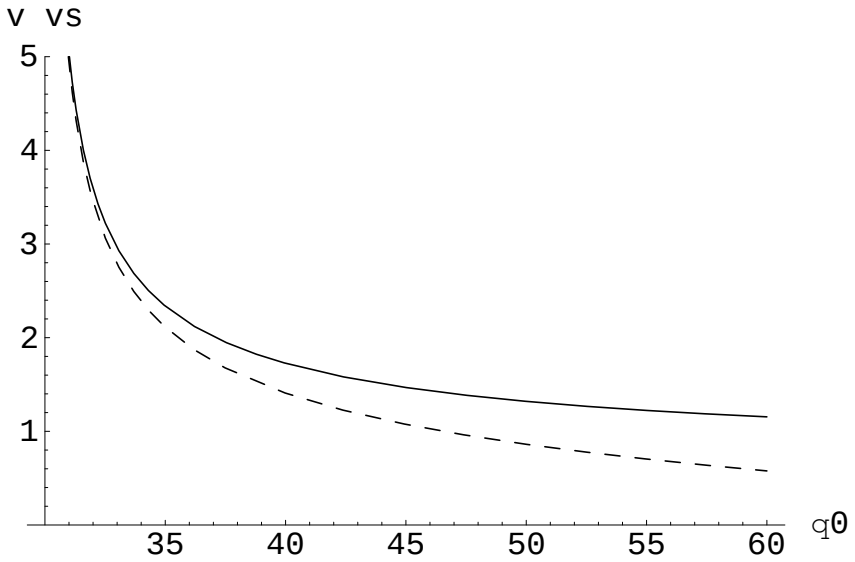


FIGURE 2.2 – Vitesse initiale (en trait pleins) et vitesse finale lors d'un processus endothermique en fonction de l'angle d'incidence, à angle de déviation $\theta_d = 60$ ° fixé. Les vitesses sont normalisées par rapport à la vitesse de seuil v_s (qui vaut 918.7 m/s pour Ar^*)

Cas d'un processus exothermique

Dans le processus, en fonction de l'angle d'incidence, on a une vitesse rapide v_f, et une vitesse lente v_i on en déduit :

$$v_i = v_s\sqrt{\frac{\cos^2(\theta_d-\theta_0)}{\cos^2(\theta_0)-\cos^2(\theta_d-\theta_0)}}$$

$$v_f = v_s\sqrt{\frac{\cos^2(\theta_0)}{\cos^2(\theta_0)-\cos^2(\theta_d-\theta_0)}}$$

On peut tracer (figure 2.3) par exemple à 60° v_i et v_f en fonction de θ_0 cette Les angles d'incidence possibles sont compris entre 0 et θ_d soit ici entre 0° et 30°. Ce graphique est le symétrique du précédent par raport à l'axe $\theta_0 = \theta_d/2$, les rôles de v_i et v_f étant bien sûr inversés.

Lorsque l'angle d'incidence est proche de $\theta_d/2$ le processus devient également quasi symétrique en ce qui concerne la cinématique. Les vitesses initiale et finale sont minimales pour $\theta_0 = 0$ et valent alors

$$v_f^{min} = \frac{v_s}{|\cos\theta_d|} \qquad v_i^{min} = v_s|\cos\theta_d| \tag{2.5}$$

Pour l'Argon, on trouve à $\theta_d = 60^\circ$ $v_f = 530.5$ m/s et $v_i = 1061$ m/s.

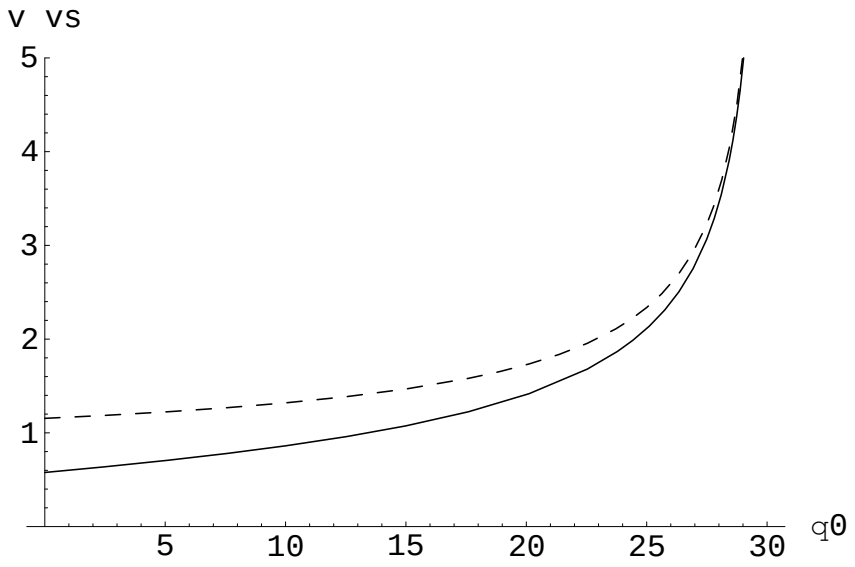


FIGURE 2.3 – Vitesse initiale (en trait plein) et vitesse finale lors d'un processus exothermique en fonction de l'angle d'incidence, à angle de déviation $\theta_d = 60\,^\circ$ fixé. Les vitesses sont normalisées par rapport à la vitesse de seuil v_s (qui vaut 918.7 m/s pour Ar^*)

2.3 Dispositif expérimental

2.3.1 Source et détection d'atomes métastables

Cette expérience compte deux compartiments : un compartiment source et un compartiment de collision. Un vide différentiel est maintenu entre les deux compartiments qui ne sont en communication l'un avec l'autre que par ne ouverture circulaire de 2 mm de diamètre, par laquelle passe le jet atomique. Le pompage est assuré par deux pompes turbo moléculaires, la première située au dessous de la source de débit 500 l/s et la deuxième située en dessous de la chambre principale, de débit 1000 l/s.

Lorsqu'on injecte du gaz dans la source on obtient des pressions de 2 10^{-5} mbar dans la chambre source et de 1 à 2 10^{-7} mbar dans la chambre principale. Un vide secondaire de cet ordre est nécessaire pour cette expérience, car sans cela, les collisions avec le gaz résiduel, en particulier l'échange de métastabilité, pourraient être très gênantes et masquer le phénomène qu'on souhaite étudier. D'autre part ce vide est également souhaitable, pour un bon fonctionnement du détecteur, qui sera décrit plus loin.

La source de cette expérience est conçue à l'origine pour la production d'atomes d'hydrogène métastables. Le gaz est injecté, par l'intermédiaire d'une micro-fuite, dans l'axe d'un tube cylindrique métallique de 20 mm de diamètre percé en son centre d'une fente verticale de 4 mm haut par 1.5 mm de large.

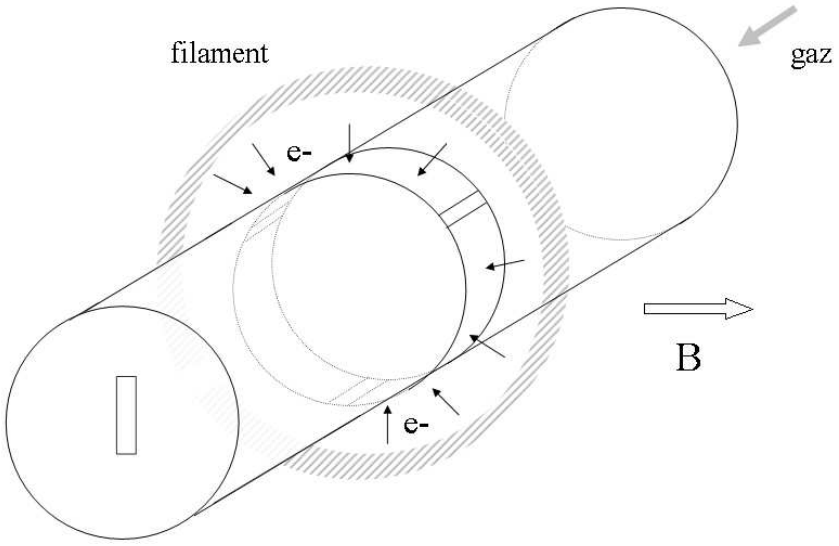


FIGURE 2.4 – Schéma de la source d'atomes métastables

La cathode est constituée d'un filament de jauge, qu'on porte à un potentiel négatif

qui peut aller jusqu'à $-100V$ - mais la valeur habituellement choisie pour ce potentiel est $-70V$. Ce filament est tenu par plusieurs cavaliers en tungstène. Il est disposé autour d'une ouverture cylindrique dans les parois du tube, de 2 mm de large, dans l'axe du cylindre. Ce tube est porté à la masse et les électrons sont accélérés vers l'axe du tube cylindrique. En faisant circuler un courant de 5A dans le filament, on obtient, de façon très reproductible, 25 mA d'émission électronique. La montée et la descente du courant circulant dans le filament de la source, se font de manière progressive, ce qui permet d'augmenter la durée de vie du filament. Pour améliorer l'efficacité du bombardement électronique, guider les électrons et les faire "spiraler", un champ magnétique de 50 Gauss est appliqué. Le bombardement électronique, génère des photons, en particulier des photon UV, des ions Ar^{n+}, et des atomes métastables, $^3P_2$ et $^3P_0$ dans des proportions proches du rapport 5 :1 des poids statistiques, il est également susceptible de générer des atomes de Rydberg. Les ions et les atomes de Rydberg sont éliminés par le champ électrique crée par une fente métallique, de 2 mm de large, porté à un potentiel de 300V, à travers lequel passe le faisceau atomique avant le disque de hachage ; cette fente permet en outre de collimater le faisceau.

On dispose d'un bras tournant motorisé. Le centre de rotation du bras tournant est placé à 121 mm dans l'axe de la source atomique. Le repérage de la position du bras tournant se fait par l'intermédiaire d'un potentiomètre. Le domaine angulaire accessible est -30^o, $+75^o$. Le bras tournant est constitué d'une glissière métallique, sur la quelle est placée le détecteur, à une distance de 164 mm de l'axe de rotation. Il est possible d'insérer d'autres éléments sur la glissière, ou de modifier la position du détecteur sur ce bras. Les espèces détectées passent à travers une fente de $0.5mm$ de large et $6mm$ de haut. La résolution angulaire à partir de l'objet "diffusant" placé sur l'axe de rotation du bras tournant est ainsi limitée à 3 mrad au mieux

Le détecteur est constitué par une plaque à émission secondaire, en aluminium, portée à un potentiel de -40 V et disposée quasi verticalement. Un channeltron est placé en vis a vis de la plaque, simplement suspendu par ses deux fils d'alimentation. Une tension de 1500V lui est appliquée. L'ensemble est tenu dans un blindage métallique. Il faut néanmoins ménager des petites ouvertures dans le blindage pour que le pompage soit bien assuré au niveau du détecteur, pour ne pas augmenter le bruit de fond de la détection. Les atomes métastables libèrent des électrons par effet Auger sur la plaque à émission secondaire. Ces derniers sont accélérés vers le channeltron, où par amplification par émission secondaire, ils génèrent une impulsion de courant. Le channeltron est relié à un préamplificateur d'impulsions, à l'extérieur de l'enceinte, par l'intermédiaire d'un cable BNC. Le boîter du préamplificateur n'est pas fixé mais suspendu, ce qui en limite les vibrations. Ce détail, qui peut paraître insignifiant, s'est avéré important pour obtenir un très faible niveau de bruit. L'efficacité globale est sans doute de l'ordre de 30 % pour les atomes métastables. Il est important d'avoir à l'esprit que ce détecteur est efficace pour les atomes métastables, ou le cas échéant les molécules métastables, mais également pour les ions, et les photons UV de plusieurs

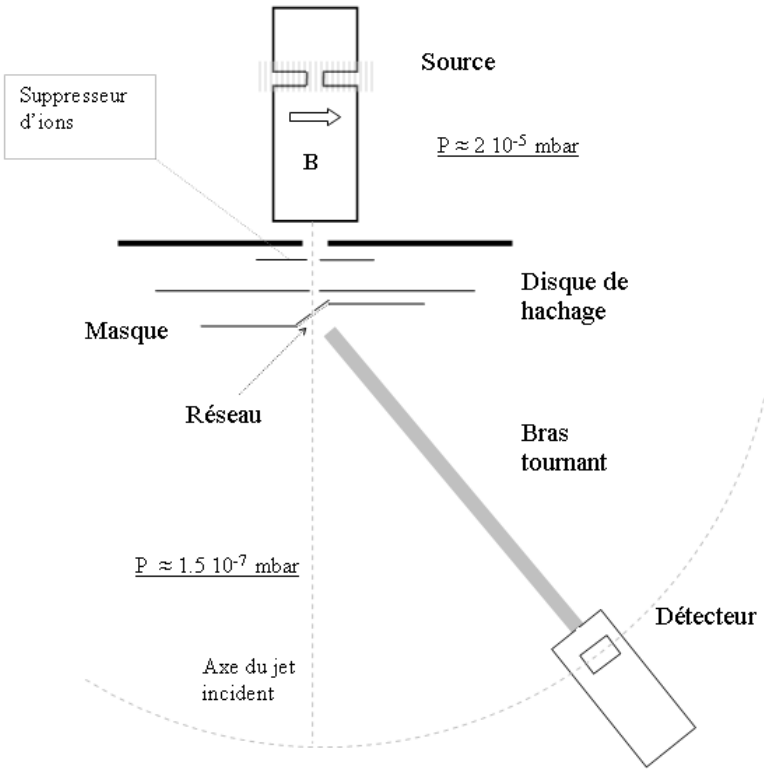


FIGURE 2.5 – Schéma général de l'expérience.

eV.

Le bruit de fond du détecteur lui même est extrêmement faible. On obtient, en configuration d'expérience, c'est à la source fonctionnant en l'absence de gaz dans le jet effusif, un bruit de l'ordre de 3 coups à l'heure.

2.3.2 Double sélection en vitesse et temporelle - obtention d'un spectre de temps de vol

On effectue un double hachage du faisceau ce qui permet d'effectuer une sélection en vitesse et d'analyser en temps de vol les atomes métastables détectés.

Le hachage du faisceau est effectué par un disque métallique percé de trois fentes de 1 mm de large et 6 mm de long (figure 2.7). Le disque est placé à 101 mm de la source. Ce disque est mis en rotation par un moteur régulé en vitesse avec une période de rotation de 4.5ms, soit un délai de passage entre deux fentes dans l'axe du faisceau de 1.5ms

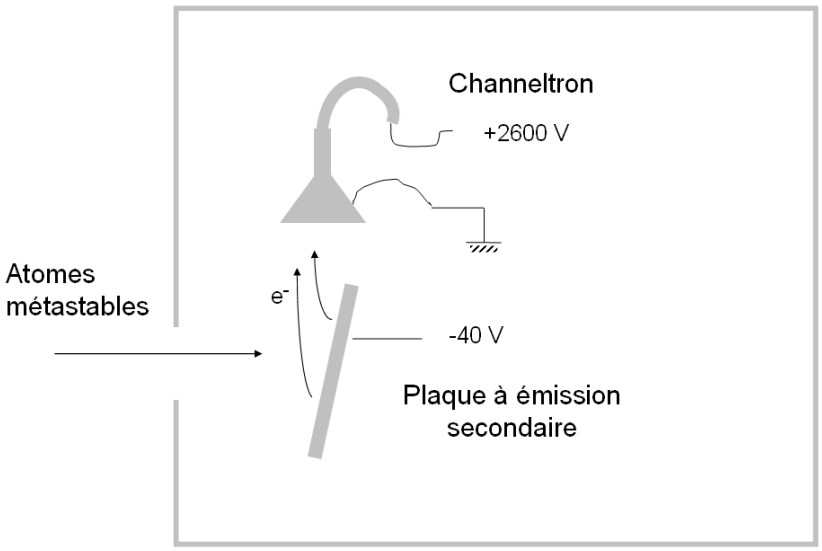


FIGURE 2.6 – Schéma du détecteur

Le temps de passage d'une fente dans l'axe du faisceau collimaté est de de 22μs. Il est donc cohérent, pour avoir un bon compromis entre niveau de signal et résolution temporelle, d'envoyer des impulsions sur la cathode du canon à électrons de la source d'une durée du même ordre. En pratique, on envoie des impulsions sur la cathode du canon à électrons de durée choisie entre 1 μs et 30 μs.

Une photodiode est placée derrière le disque, en face d'une lampe à incandescence de manière a observer une impulsion sur le signal photodiode lorsqu'une des fente passe entre la photodiode et une lampe.

On se sert du signal de la photodiode pour la synchronisation de l'expérience. Pour cela, on génère un signal retardé d'un délai réglable par rapport à la réception de l'impulsion photodiode. En utilisant ce signal pour commander l'envoi d'impulsions à la cathode du canon à électrons de la source, on obtient alors, si la période de passage des fentes dans l'axe du faisceau, reste suffisamment stable lors d'une séance d'acquisition de données, un délai constant entre l'envoi d'une impulsion à la cathode du canon à électrons de la source et le passage suivant d'une fente du disque dans l'axe du faisceau. On détermine le délai nécessaire en observant directement le temps de vol des atomes métastables sur le détecteur. On utilise le même signal généré pour déclencher un convertisseur temps-amplitude. Le convertisseur temps-amplitude est relié à un analyseur multicanaux, à partir duquel un spectre peut être transféré sur

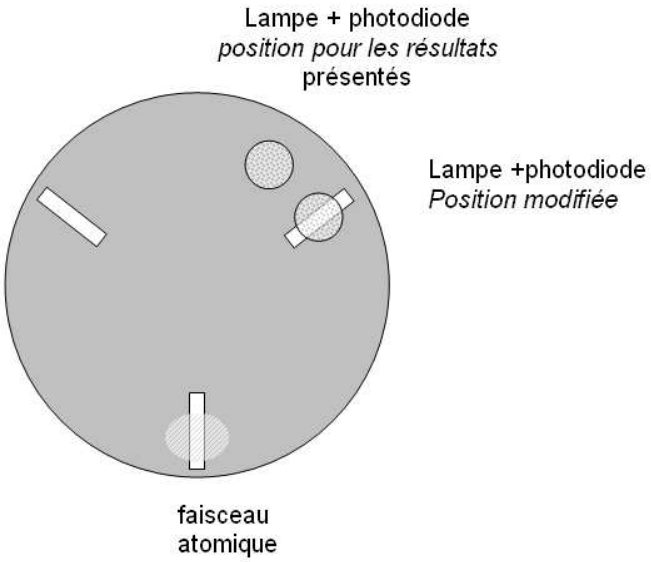


FIGURE 2.7 – Disque de hachage du faisceau atomique pour la sélection en vitesse

un micro-ordinateur.

Finalement on obtient une distribution des temps d'arrivée sur le détecteur de 45 μs de large, de manière essentiellement indépendante du délai choisi, c'est à dire de la tranche de vitesse sélectionnée (figure 2.8). Compte tenu de l'éloignement de la source ($L = 0.285\ mm$) correspond à une distribution de vitesse autour de 880 m/s d'une largeur totale à mi-hauteur d'environ 100 m/s. Quand on sélectionne une tranche de vitesse autour 550 m/s, la sélection de vitesse est plus fine : la largeur de la sélection en vitesse est alors de l'ordre de 50 m/s.

On peut, grossièrement, évaluer la distribution de vitesse correspondante comme $\frac{\delta n}{deltav}(v) = \left|\frac{\mathrm{d}t}{\mathrm{d}v}\right| \frac{\delta n}{deltat} = \frac{L}{v^2}\frac{\delta n}{deltat}$. Ceci n'est tout à fait valable que si la largeur temporelle de l'impulsion source (30 μs est faible devant la largeur temporelle du signal reçu par le détecteur, ce qui n'est pas le cas ici. Cela rend bien compte du fait qu'à ces vitesses déjà élevées, la distribution des vitesses sélectionnées est assez large, et nettement asymétrique (figure 2.9). Ceci est dû au mécanisme de la sélection en vitesses ainsi qu'à la forme de la distribution de vitesse des atomes métastables du jet.

Il est possible d'obtenir expérimentalement simplement la distribution en temps de vol des atomes métastables sans sélection de vitesse (figure 2.10). Il suffit pour cela d'envoyer une tension continue, et non plus des impulsions à la cathode du canon à électrons. La synchronisation de l'analyse en temps de vol est faite, de la même

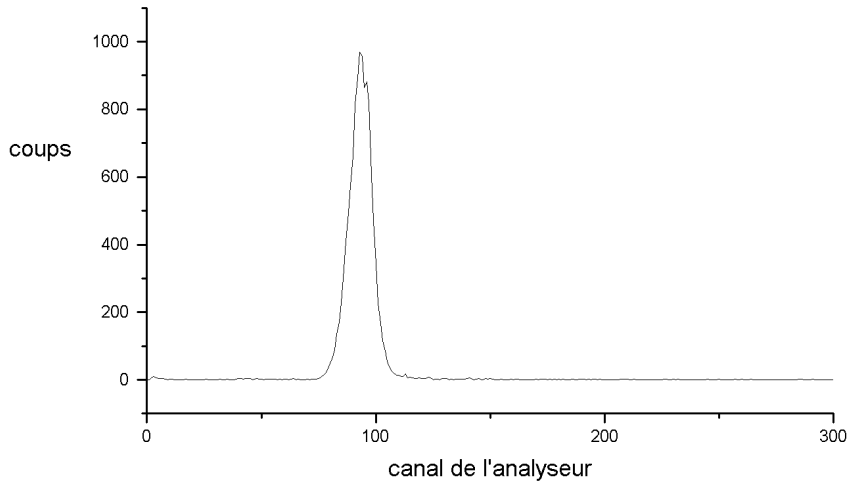


FIGURE 2.8 – Spectre de temps de vol obtenu en double hachage du faisceau, le détecteur étant placé dans l'axe du faisceau. La vitesse sélectionnée est $v = 872\ ^{+71}_{-42}\ m/s$

manière, sur le signal photodiode qui indique le passage d'une fente du disque entre la lampe, avec un certain retard. On obtient un pic étroit simultané qui témoigne de la détection des photons UV quasi simultanément avec le passage d'une fente dans l'axe du faisceau. On obtient la distribution de temps de vol des atomes métastables, avec un fond continu assez faible, dû au fonctionnement du canon à électrons, qui produit des photons UV, qui sont détectés sans passer par une fente du disque de hachage, et du bruit électronique.

2.3.3 Amélioration du hachage du faisceau atomique en cours de thèse

Le schéma mentionné ci dessous n'est est véritablement efficace que si l'on suppose que la vitesse de rotation du moteur qui met le disque de hachage en mouvement est bien régulée. Durant les expériences on a constaté que l'alimentation du moteur régulait normalement bien la vitesse mais qu'il arrivait de temps à autre que le moteur ralentisse fortement (voire dans des cas extrêmes, s'arrête). La première "solution" a consisté à surveiller en permanence l'expérience pour arrêter l'enregistrement de données quand cela survenait.

Il est très difficile de repérer exactement d'où vient le problème dans la régulation

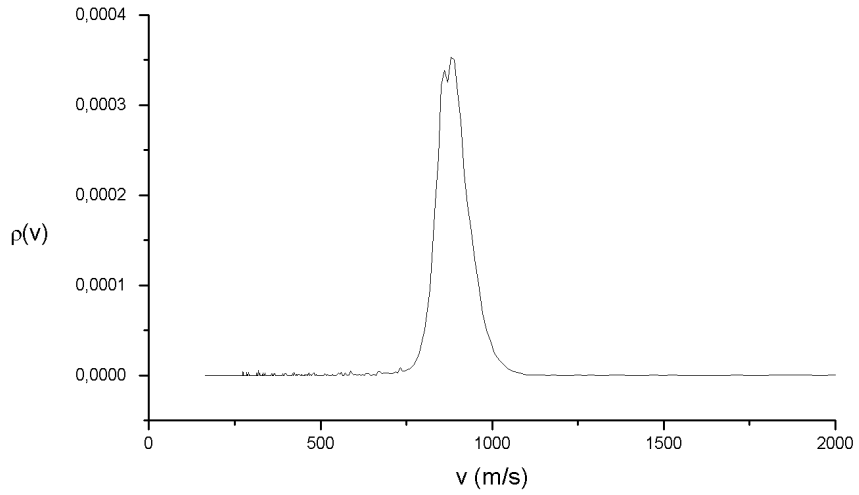


FIGURE 2.9 – Evaluation de la distibution de vitesse correspondante. La vitesse sélectionnée est $v = 872\ ^{+71}_{-42}\ m/s$

---

de l'alimentation du moteur (impulsions de courant), le ralentissement survenant de manière très aléatoire. Il s'agit d'un modèle ancien, il a été résolu de procéder un peu différemment.

La période des impulsions en sortie de la photodiode est mesurée en temps réel par un boîtier électronique à base de micro-contrôleur. On a déplacé la lampe et la photodiode de manière à ce que le passage d'une fente entre la photodiode et la lampe coïncide avec le passage d'une fente dans l'axe du faisceau. Le boîtier à base de micro-contrôleur génère en sortie des impulsions de $5\mu s$ en avance de τ_1 sur les impulsions photodiode. A l'aide d'un generateur d'impulsions synchronisé sur ce signal de sortie, on génère enfin les impulsions souhaitées en avance de $\tau = \tau_1 - \tau'$ et de durée réglable.

On a vérifié qu'avec ce dispositif, si on ralentit volontairement le moteur, (en changeant une de gamme de vitesse) la distribution en temps de vol obtenue variait très peu (elle peut être légèrement élargie), jusqu'à des vitesses de rotation très faibles.

Au moment où j'écris ces lignes et depuis que ce dispositif est au point l'alimentation - régulation du moteur a bien fonctionné. Mais ce dispositif nous préserve en grande partie des mauvaises surprises qui peuvent arriver lors de longues accumulation de données expérimentales : dans les résultats que nous présentons ici, il faut en en général au moins 3 heures d'accumulation pour obtenir un spectre de temps de vol pour caractériser un processus non élastique.

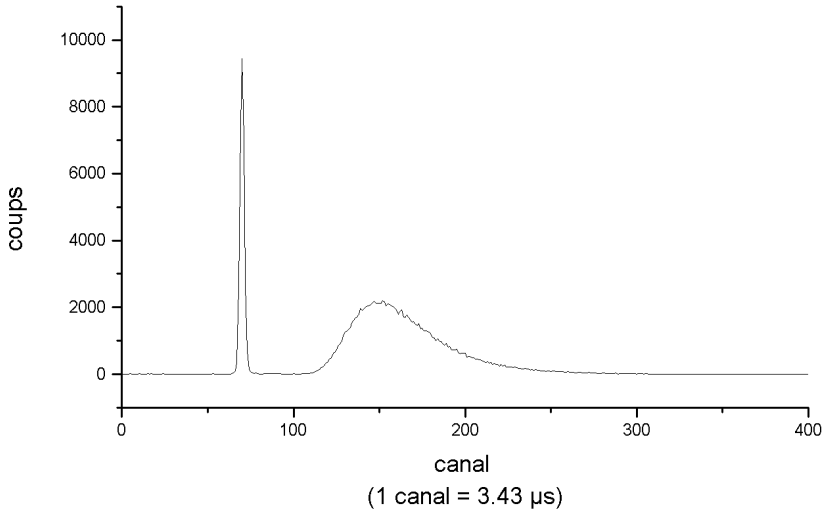


FIGURE 2.10 – Spectre de temps de vol obtenu en simple hachage du faisceau, le détecteur étant placé dans l'axe du faisceau, avec l'ancien emplacement de la photodiode et de la lampe

---

Ce dispositif doit permettre pour des application simples d'effectuer le hachage d'un faisceau atomique à l'aide d'un moteur qui ne soit pas régulé en vitesse.

2.3.4 Cibles solides utilisées pour la mise en évidence des processus inélastiques

La question de la cible solide, est une question qui est bien sûr d'une grande importance. Plusieurs caractéristiques sont essentielles pour ces expériences. La première est la nature de la surface, métallique ou diélectrique.

Elle peut modifier l'interaction de van der Waals elle même, diagonale et non-diagonale. La nature de la surface peut également modifier les effets dûs au recouvrement électronique entre l'atome et la surface, en particulier sur la valeur du paramètre d'impact auquel les effets de recouvrement électronique - qui engendrent, par exemple, la désexcitation de l'atome métastable avec émission d'un électron (effet Auger) - deviennent dominants. La rugosité à petite échelle est également susceptible de modifier l'interaction atome-surface.

L'autre critère important dans le choix de la cible est géométrique. Si, en première approximation, on néglige l'effet de la déviation élastique, on peut distinguer deux quantités importantes :

1. la proportion d'atomes du jet qui «entrent en collision avec la surface» avec un angle d'incidence donné
2. dans le cas d'un processus exothermique, le nombre d'atomes qui passent, en incidence rasante, à un paramètre d'impact donné de la surface, avec un rayon de courbure donné.

Dans les deux cas, la rugosité, à des échelles spatiales plus grandes, intervient : dans le premier cas, parce qu'elle va modifier la distribution des angles d'incidence, dans le deuxième, parce qu'elle modifie la distribution du rayon de courbure.

La distance caractéristique du processus (0.1 nm) [15], est dans tous le cas faible devant les dimensions caractéristiques de la cible.

Enfin, il ne faut pas oublier, dans le cas d'un réseau de fentes, que les atomes qui subissent une transition inélastique doivent pouvoir ressortir de la surface sans rentrer en collision avec l'autre bord de la fente, ce qui limite, à un angle de détection donné, la portion de la surface qui peut intervenir.

Concernant le deuxième critère sur le nombre d'atomes qui passent avec un faible paramètre d'impact par rapport au solide, comme la distance caractéristique du processus (de l'ordre de 0.1 nm) est toujours très faible devant les dimensions caractéristiques de la cibles, c'est essentiellement la longueur des bords de la cible qui joue. Il est églement préférable que ces bords soient orientés dans la même direction, ce qui est le cas pour un réseau de fentes qui a un rapport hauteur largeur suffisamment grande et dont la rugosité est suffisamment faible. Cette longueur est beaucoup plus grand pour les réseaux nanométriques. Par contre ces derniers ont tendance à être plus rugueux que les réseaux de fentes ou les fentes fabriqués par électro-érosion.

Réseau nanométrique en nitrure de silicium

On dispose sur un même support de 3 réseau de nano-fentes en nitrure de Silicium, non stoechiométrique (SiN_x), fabriqués en utilisant des techniques de lithographie par interférométrie électronique et gravure ionique réactive (RIBE) (figures 2.11 et 2.12). Les dimension d'un réseau sont 0.2 mm par 5 mm. Il est constitué de fentes trapézoidales. La période dans le sens de la largeur est 100 nm, et de 5 μm dans le sens de la hauteur. Les nano-fentes ont donc essentiellement 4 μm de long et une forme trapézoïdale.

La faible taille des fentes rend ce réseau sensible aux poussières, il est a priori difficile de nettoyer ce réseau par des techniques habituelles. La capillarité au contact d'un liquide (par exemple, une tache d'huile provenant des pompes à diffusion) est susceptible de détruire le réseau en contact avec le liquide. Une très faible contrainte mécanique peut suffire à provoquer une cassure du support des réseaux, ce qui est arrivé pendant ma thèse.

Il faut en prendre soin, car la commercialisation de ces réseaux par le MIT a cessé, et il n'existe pas pour l'instant à notre connaissance de réseaux par transmission commercialisés ayant une période spatiale aussi faible (ce qui est important pour des expériences où l'on veut pouvoir observer la figure de diffraction).

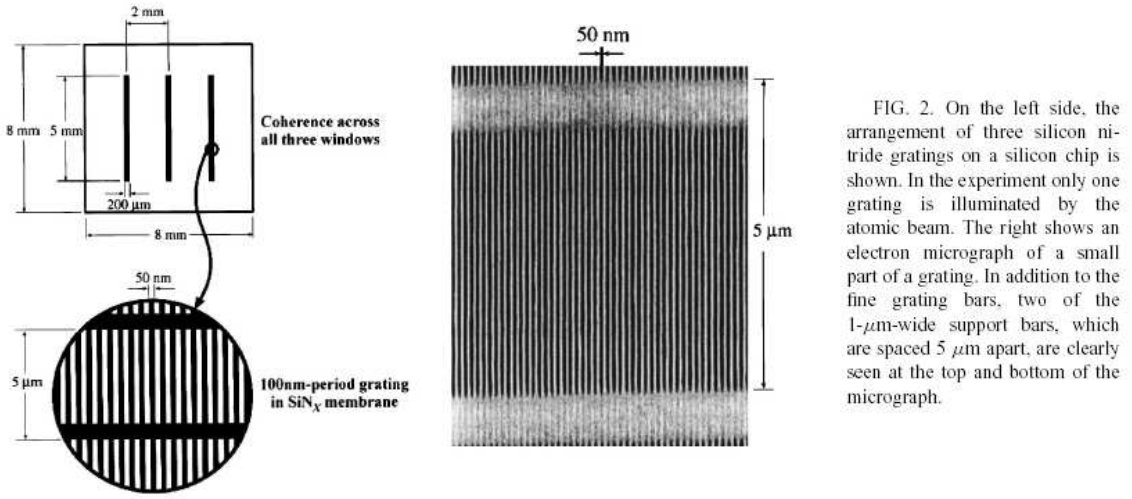


FIG. 2. On the left side, the arrangement of three silicon nitride gratings on a silicon chip is shown. In the experiment only one grating is illuminated by the atomic beam. The right shows an electron micrograph of a small part of a grating. In addition to the fine grating bars, two of the 1-μm-wide support bars, which are spaced 5 μm apart, are clearly seen at the top and bottom of the micrograph.

FIGURE 2.11 – Le réseau nanométrique en nitrure de silicium. Dans les expériences, on n'utilise qu'un des trois réseaux de fentes, en masquant les deux autres.

La longueur des bords ayant une orientation donnée, (verticale avec le solide d'un certain côté) est, pour une des 3 fentes d'un réseau en parfait état, de 8 m.

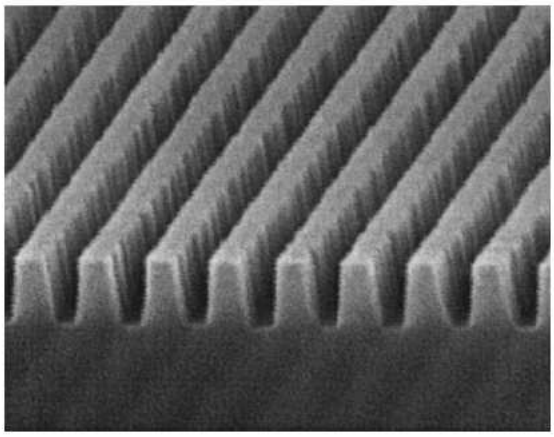


FIG. 3. Electron micrograph of the silicon nitride grating at an intermediate fabrication step before the silicon substrate is removed by reactive ion etching. The truncated wedge shape geometry of the grating bars is clearly visible confirming the interpretation of the transmission shown in Fig. 4.

FIGURE 2.12 – Image par microscopie électronique du réseau nanométrique en nitrure de silicium à un stade de sa fabrication où il est encore solidaire d'un substrat. On remarque la forme trapézoïdale des barreaux, la rugosité (en particulier sur les face internes des nano-fentes, dans la direction parallèle au barreau.

Reseau micrométrique de fente en cuivre.

On a utilisé un réseau micrométrique par transmission, en cuivre, fabriqué par électroérosion (figures 2.13 et 2.14). La conséquence importante de cette technique de fabrication est que les faces internes des fentes sont assez lisses. D'après le fabricant, sur la face du réseau qui était en contact avec un substrat lors de l'électroérosion, on doit avoir des bords de fentes plus nets (plus carrés) que l'autre face, où les bords sont plus arrondis. Ce réseau est relativement robuste vis à vis des poussières (il est possible de le nettoyer en le plongeant dans un liquide ; par contre à cause du grand rapport entre leur longueur et leur largeur, les barreaux entre les fentes peuvent facilement être déformés si on applique, par erreur de manipulation, une contrainte mécanique au réseau.

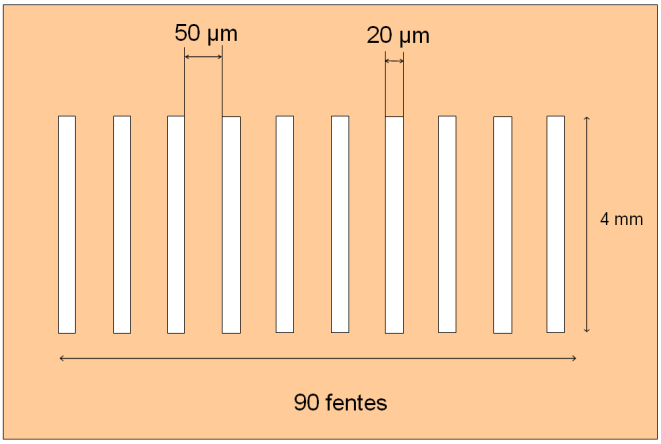


FIGURE 2.13 – Schéma général réseau de fentes micrométrique en Cuivre.

La longueur des bords ayant une orientation donnée, (verticale avec le solide d'un certain côté) est, pour un réseau micrométrique de 0.36 m.

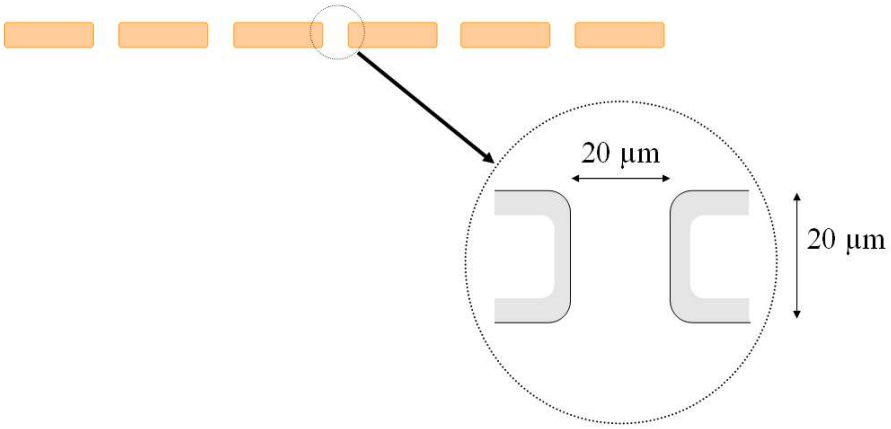


FIGURE 2.14 – Vue en coupe du réseau de fentes en cuivre.

2.4 Contexte expérimental

Dans cette partie nous allons essayer d'illustrer, sur des exemples, la richesse et la complexité des résultats obtenus avec ce dispositif expérimental.

Aspect temporel

On note d_{CR} la distance entre le canon et le solide au voisinage duquel un processus inélastique s'effectue, et d_{RD} la distance entre ce solide et le détecteur, plus précisément la plaque à émission secondaire. La définition de ces distances suppose que la surface solide au voisinage de laquelle s'effectue une transition est suffisamment peu étendue, ce qui est bien réalisé en pratique.

Le temps de vol attendu pour un processus inélastique est alors :

$$T = \frac{d_{CR}}{v_0} + \frac{d_{RD}}{\sqrt{v_0^2 + \frac{2\Delta E}{M}}}$$

Il est nécessaire que la cible de la collision ne soit pas trop étendue spatialement pour pouvoir "localiser temporellement" le processus, ce qui est nécessaire à une analyse en temps de vol.

Expériences aux petits angles

On place le réseau micrométrique en cuivre à un angle proche de 45 ° de la direction incidente (figure 2.15). Dans ce cas, seul une petite fraction du faisceau incident est transmise, et les atomes qui sont transmis passent près d'un des deux bords de fentes. On effectue alors une série d'expériences en double hachage du faisceau à 593 m/s, vitesse qui correspond au maximum de la distribution des vitesses de la source, à des angles compris entre -2.5 ° et -2.5 ° (figure 2.16). On constate alors que le signal diminue moins rapidement à longue distance qu'en absence du micro-réseau lorsqu'on écarte le détecteur de la direction incidente. Comme les bords de fentes de chaque face du réseau ne sont pas identiques, on n'attend pas a priori de symétrie droite gauche, ce qui est conforme aux observations.

La double sélection en vitesse révèle également que le signal est plus "riche", ce qui veut dire qu'on ne détecte pas uniquement des atomes ayant une vitesse proche de la vitesse incidente. L'interprétation de ces expériences est assez délicate... Il se peut qu'il y ait en particulier des échanges d'énergie avec des excitations du solide ; il se peut qu'il y ait également émission de photons UV au voisinage du réseau (ce qui donnerait un signal aux alentours du canal 60, ce qui peut interpréter le pic à ce temps d'arrivée dans le signal à -2.5 °). Il y aussi une contribution relativement importante des ions, (on s'en est rendu compte en rajoutant ultérieurement un suppresseur d'ions juste avant le détecteur).

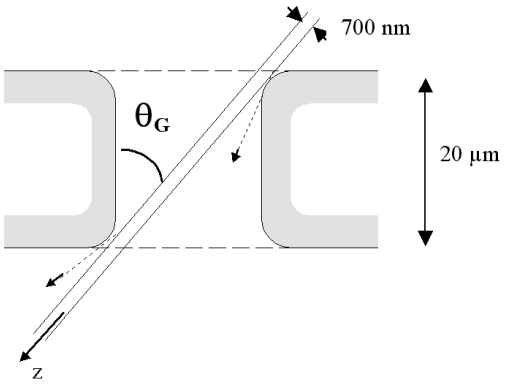


FIGURE 2.15 – Le réseau de fentes micrométriques en cuivre est incliné de $\theta_G \sim 43^\circ$ par rapport à la direction incidente.

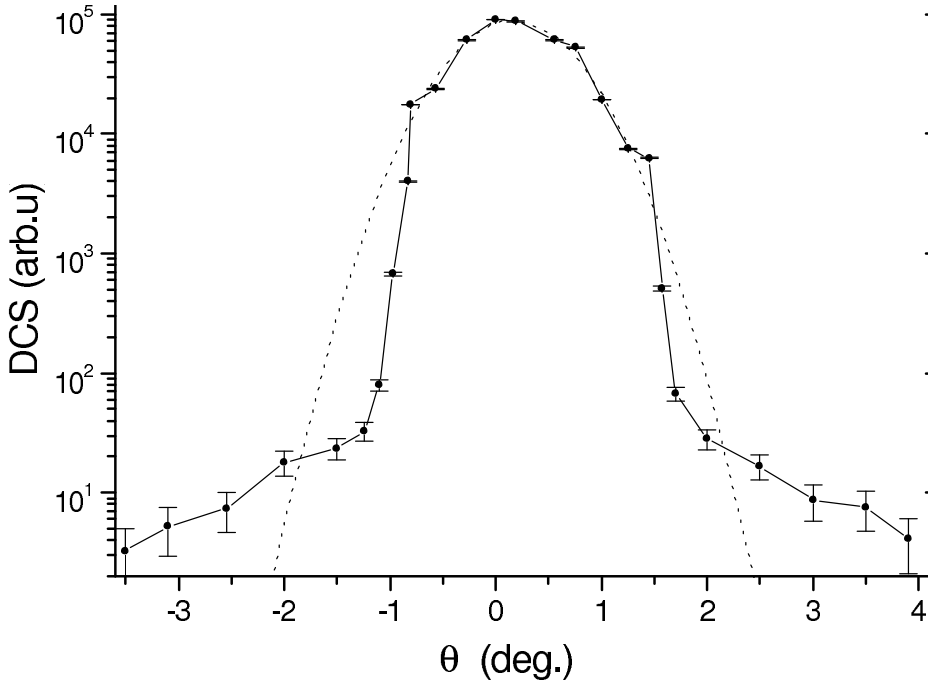


FIGURE 2.16 – Signal aux temps d'arrivée, correspondant à la tranche de vitesse sélectionnée, autour de 593 m/s, en fonction de la position du détecteur. Le réseau est incliné de $\theta_G \sim 43^\circ$ par rapport à la direction incidente. La courbe en pointillé est une gaussienne (une parabole en échelle logarithmique) ajustée sur la coubre expérimentale.

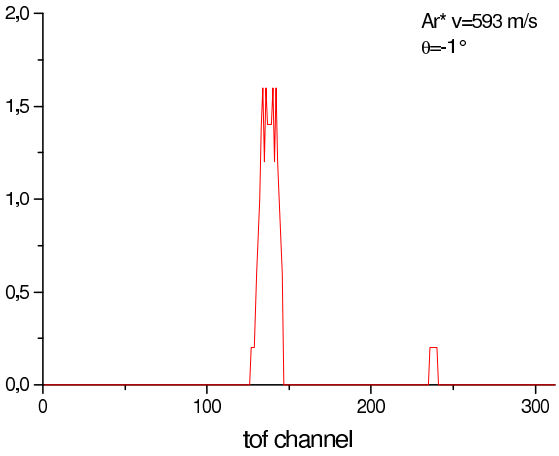


FIGURE 2.17 – Spectre de temps de vol obtene à $\theta_d = -1\,^\circ$

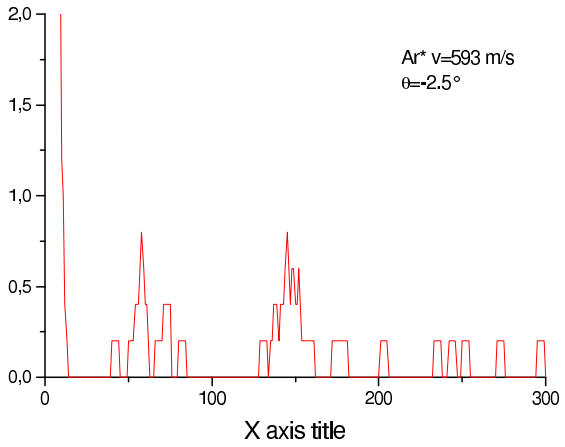


FIGURE 2.18 – Spectre de temps de vol obtene à $\theta_d = -2.5\,^\circ$

L'interprétation de ces expériences est assez délicate. Si un modèle tenant compte uniquement de l'interaction de van der Waals peut sans doute expliquer le résultat de la figure 2.16, la présence d'un certains nombres de signaux "parasites" dans les spectres de temps de vol impose une certaine prudence dans l'interprétation. L'échange de métastabilité entre le jet d'atome au fondamental (qui est simplement haché et doit contenir toutes les vitesses incidentes) explique peut-être également la présence, dans les spectres de temps de vol observés, de signal à des temps ne correspondant pas à la vitesse sélectionnée.

2.4.1 Processus exothermique

Les premiers résultats de mise en évidence de ces processus super élastiques on été obtenus pendant la thèse de *Mohamed Boustimi*. Au départ la cible de la collision était une fente unique, en cuivre, obtenue par électroérosion, de 100μm de largeur, 5mm de hauteur et 50μm d'épaisseur. En plaçant la fente avec ses bord verticaux et parallèles à la direction du faisceau, on a observé que des atomes métastables d'argon ou de krypton forment un pic superélastique, caractérisé par sa distribution de temps de vol, et sa distribution angulaire. Le schéma récapitulatif du dispositif est présenté dans la figure 2.19.

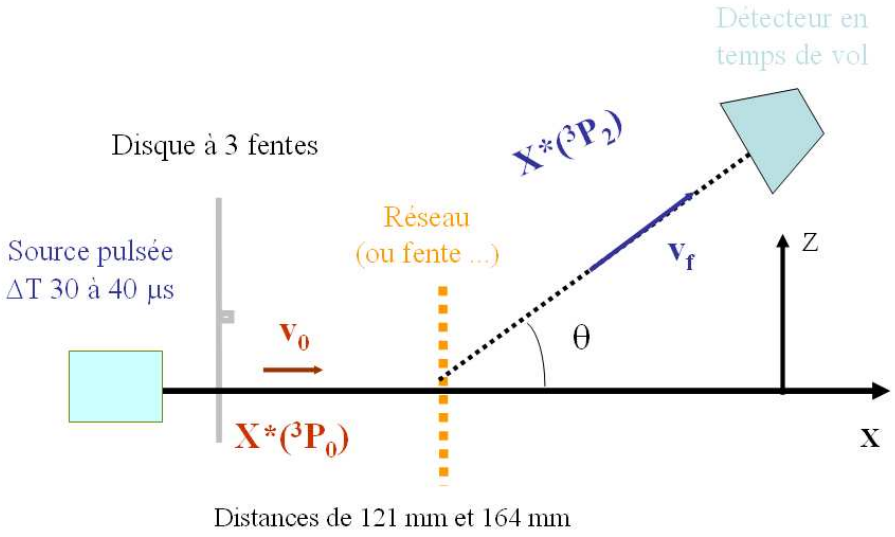


FIGURE 2.19 – Schéma récapitulatif du dispositif expérimental pour la mise en évidence d'un processus exothermique.

Donnons l'exemple du krypton est pour lequel ce pic est expérimentalement particulièrement bien visible :

La différence d'énergie entre les deux niveaux métastables du krypton est de 647.2 meV. En choisissant une vitesse initiale autour de 436 m/s, en supposant l'incidence rasante par rapport au bords de fentes, on attend un angle de déviation pour un processus exothermique autour de $\theta = \arccos\sqrt{1+\frac{v_s^2}{v_0^2}}$, ici autour de 70.5 $^\circ$, et une vitesse finale autour de 1300 m/s, selon les isotopes (voir tableau 2.1). On en trouve une trace très claire dans les spectres de temps de vol, et la section efficace. Le spectre en temps de vol présente un pic très marqué aux alentours du canal 135. En toute rigueur, l'analyse est compliquée par l'existence de 6 isotopes stables du Krypton (78, 80, 82, 83, 84, 86). Seul l'isotope 83 dont l'abondance isotopique est d'environ 12%

possède un spin nucléaire non nul, et l'isotope 78 a une abondance isotopique faible de 0.35% .

TABLE 2.1 – Isotopes du Krypton et processus exothermique

N	ab. (%)	M (u.m.a.)	ΔE (eV)	v_s (m/s)	v_f (m/s)	t (μs)
^{78}Kr	0.35	77.920386	0.6472	1266	1339	400.0
^{80}Kr	2.25	79.916378	0.6472	1250	1324	401.4
^{82}Kr	11.6	81.913485	0.6472	1235	1310	402.8
^{83}Kr	11.5	82.914136				
^{84}Kr	57.0	83.911507	0.6472	1220	1296	404.1
^{86}Kr	17.3	85.910610	0.6472	1206	1282	405.4

Pour chaque isotope, on a indiqué l'abondance isotopique, la masse M (en unité de masse atomique), l'écart en énergie ΔE entre les niveaux $^3P_0$ et $^3P_2$, la vitesse de seuil $v_s = \sqrt{\frac{2\Delta E}{M}}$, la vitesse finale $v_f = \sqrt{v_0^2 + v_s^2}$attendue dans le cas d'un processus exothermique pour une vitesse initiale $v_0 = 436$ m/s, et le temps de vol t attendu. L'abondance isotopique et la masse de l'isotope ^{83}Kr sont données pour comparaison.

Spectre en temps de vol

Le spectre en temps de vol obtenu est piqué autour du canal 135, ce qui est proche du canal attendu (122) pour une vitesse initiale de 436 m/s, et correspond à ce qui serait attendu pour une vitesse sélectionnée autour de 400 m/s. On observe également un fond. A 60 $^\circ$, seul un "fond" de ce type est observé (voir figure 2.20).

Obtention d'une section différentielle inélastique

On répète l'expérience ci-dessus, et on obtient une estimation de la section différentielle inélastique en sommant le nombre de coups obtenus sur une certaine partie des canaux, (ici du canal 110 au canal 160), et en soustrayant le fond estimé. On constate que l'intensité du pic augmente de manière "soudaine" vers 70 $^\circ$ (voir figure 2.21) Les angles plus grands que ceux indiqués ne sont pas accessibles avec le dispositif expérimental.

La section efficace différentielle inélastique est élargie d'une part par la dispersion des vitesse incidentes, mais surtout, de manière plus intéressante, par la rugosité ou la corrugation de la surface, On mettra ce point clairement en évidence plus loin.

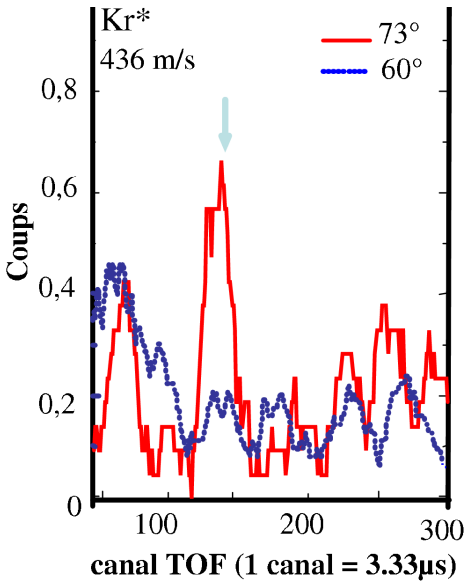


FIGURE 2.20 – Spectres en temps de vol d'un jet de krypton métastable passant à travers une fente unique en cuivre, pour deux valeurs de l'angle de détection, mettant en évidence un processus exothermique.

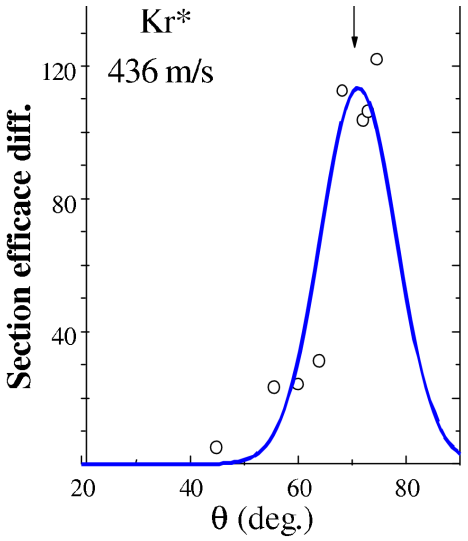


FIGURE 2.21 – Section efficace différentielle inélastique

2.4.2 Cas de l'argon

Dans le cas de l'argon, l'isotope 40 est comme on l'a dit, très majoritaire.

2.4.3 Influence de la vitesse initiale

Pour l'argon, on peut effectuer une détermination de la section différentielle pour 2 valeurs de la vitesse initiale. On constate que à 535 m/s, elle est maximale autour de la valeur attendue de l'angle, soit 60 °, tandis qu'elle augmente uniquement vers 70 ° quand la vitesse initiale est de 356 m/s. Ceci constitue une signature du processus (voir figure 2.22).

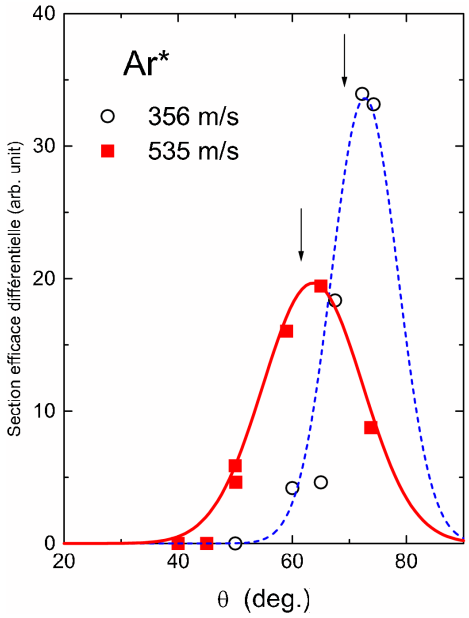


FIGURE 2.22 – Section efficace différentielle du processus exothermique de l'argon métastable, pour deux valeurs de la vitesse initiale. Les flèches indiquent les angles déflexion attendus pour une incidence rasante.

2.4.4 Influence de la cible solide

On peut obtenir la section différentielle "exothermique" pour trois cibles différentes : Le réseau de nano-fentes en nitrure de silicium, le réseau micrométrique en cuivre, et une fente unique en cuivre (figure 2.23). On constate que la section est plus piquée pour le réseau micrométrique en cuivre, que pour la fente unique, et que la

section est plus large dans le cas du réseau de nano-fentes. Ceci est sans doute dû à la rugosité du réseau de nano-fentes.

Il est un peu délicat de comparer les valeurs en absolu de ces 3 sections, mais notons que la valeur maximale de la section différentielle est une dizaine de fois plus grande pour le réseau de nano-fentes que pour le réseau de micro-fentes, et un vingtaine de fois plus grande que pour la fente unique.

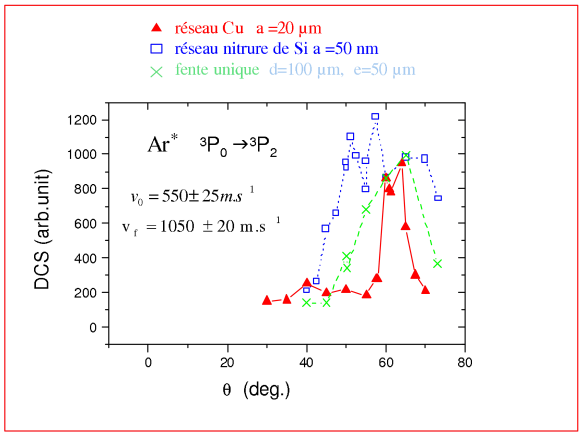


FIGURE 2.23 – Section efficace différentielle exothermique pour 3 cibles différentes : triangles pour la fente unique en cuivre, croix pour le réseau micrométrique de fente en cuivre, et carrés pour le réseau nanométrique en nitrure de Silicium

2.5 Processus endothermique pour Ar*

On cherche par ces expériences, dans un premier temps, à mettre en évidence le processus de transition du niveau $^3P_2$ vers le niveau $^3P_0$. Pour un vitesse initiale $v_0 = 1030$m/s, on attend une vitesse finale $v_1 = 467$ m/s. La difficulté majeure est que, comme la vitesse incidente doit être relativement grande, le flux d'atomes métastables de la source pour des vitesses de cet ordre est faible. De plus, la résolution en vitesse est moins bonne aux vitesses élevées.

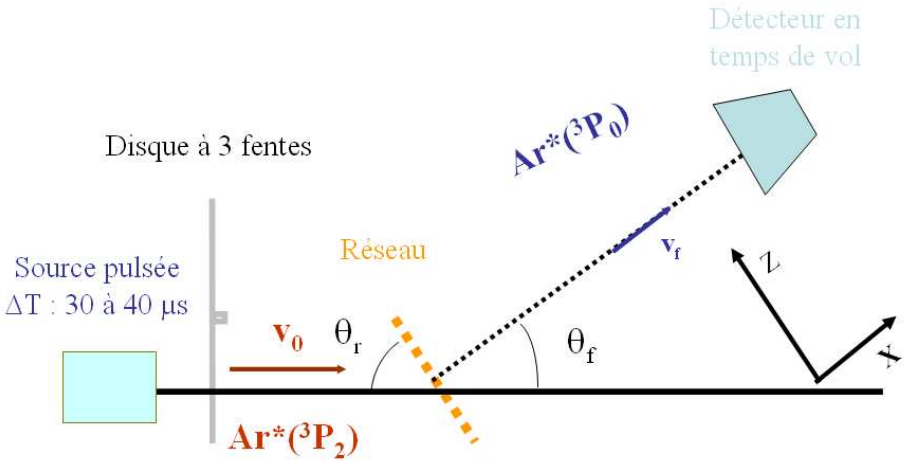


FIGURE 2.24 – Schéma récapitulatif du dispositif expérimental pour la mise en évidence d'un processus endothermique.

En sélectionnant une vitesse autour de 1030 m/s, on obtient le résultat présenté dans la figure 2.25. On distingue un pic vers le canal 130.

La largeur de la sélection en vitesse est d'autant plus grande que la vitesse est élevée, à cause des limitations de la sélection de vitesse. Dans le cas où on sélectionne une tranche de vitesse juste au dessus de la vitesse de seuil, les atomes les moins rapides ne pourront pas subir de transition endothermique. La largeur relative de la distribution de vitesse attendue après un tel processus est donc relativement grande.

Mise en évidence de l'effet de seuil

Ensuite, on effectue des expériences identiques pour différentes valeurs du retard Δ entre l'impulsion canon et le passage de la fente entre la lampe et la photodiode, soit différentes valeurs de la vitesse incidente. Le temps d'acquisition est choisi de $11637s$

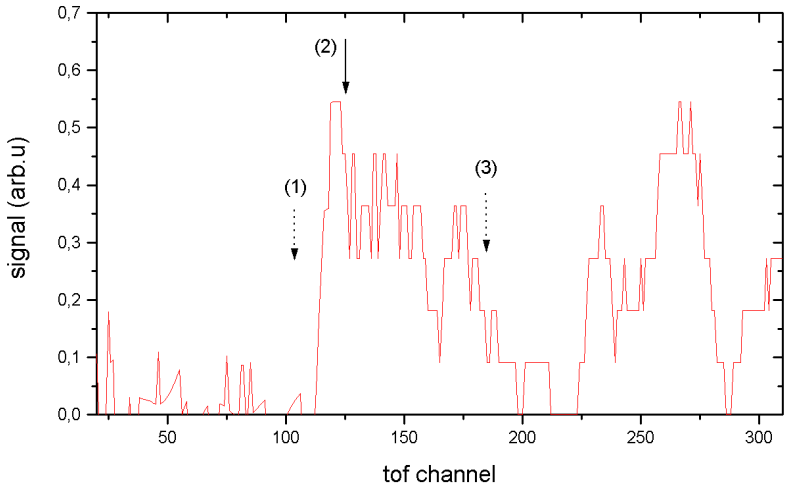


FIGURE 2.25 – Spectre en temps de vol obtenu à $\theta = 60^\circ$ la vitesse sélectionnée, de 1030 m/s, correspondrait (pour un processus élastique) à un temps d'arrivée situé autour du canal 85. Les flèches correspondent au temps de vol attendu pour des atomes dont la vitesse initiale est (1) : 1180 m/s (2) : 1030 m/s (3) : 920 m/s en tenant compte de la variation d'énergie cinétique due au processus endothermique sur le réseau

$T_f(\mu s)$	$\Delta(\mu s)$	$v(m/s)$	$I_{photons}$	I_{endo}
1508	372	900	49	6
1507	364	960	88	17
1807	362	980	76	16
1507	356	1030	86	17
1506	347	1100	56	7

On a calibré les expériences les unes par rapport aux autres en utilisant le nombre de photons reçus, qui doit refléter l'efficacité de la source et le flux de gaz incident, susceptibles de varier d'une journée à l'autre. On effectue une expérience test pour mesurer ce flux à chaque valeur de la vitesse sélectionnée. Il s'avère que la source est assez stable et que cela ne change pas significativement les résultats.

On tient ensuite compte de la distribution des vitesses dans le jet ce qui est important, surtout quand on sélectionne des vitesses élevées pour lesquelles le nombre d'atomes incident diminue fortement. L'idéal aurait été de pouvoir faire une expérience test en plaçant le détecteur dans l'axe du faisceau, mais cela n'a pas été possible dans la configuration utilisée étant donné qu'aucun atome ne peut passer à travers

le réseau quand celui ci est incliné à 60^o de l'axe du jet. On obtient finalement le résultat présenté dans la figure 2.26) pour la dépendance du processus en fonction de la vitesse incidente.

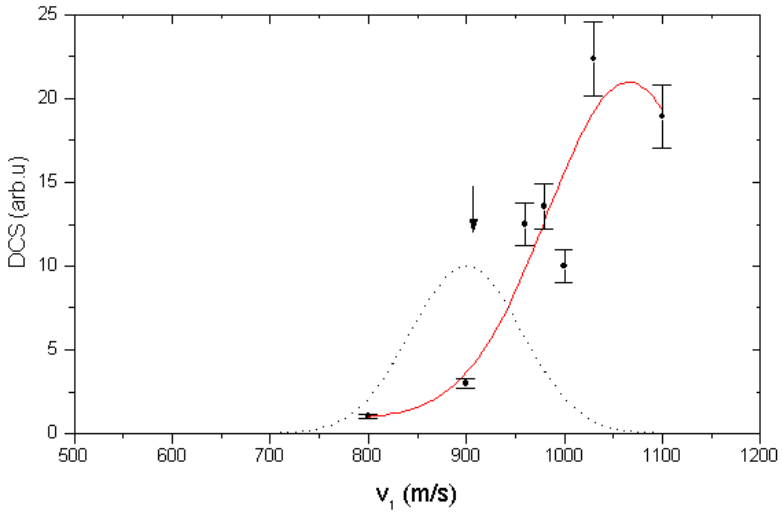


FIGURE 2.26 – mise en évidence de l'effet de seuil. Le détecteur est placé à 60 °. La flèche indique la vitesse de seuil v_s, et la courbe en pointillés est une gaussienne dont la largeur est celle de la largeur estimée de la sélection en vitesse.

Si on place le détecteur à 60 degré, on a vu qu'un raisonnement simple montre qu'il y a une vitesse de seuil effective de 1060 m/s. Ceci est en bon accord avec les résultat visibles sur la figure 2.26, qui montre que le signal est relativement plus grand autour de cette vitesse. Il ne faut pas oublier que la faible résolution en vitesse doit nettement élargir ce dernier, il est donc normal de ne pas observer un seuil soudain. Hélàs, le flux incident, à une vitesse aussi élevée, est trop faible pour que l'expérience puisse être menée de manière nette et confortable...

Section efficace différentielle du processus endothermique.

On a ensuite déterminé la section différentielle du processus $^3P_2 \rightarrow ^3 P_0$, en utilisant la même méthode que celle des expériences précédemment décrites.

On constate qu'elle est relativement piquée au voisinage de l'angle de 60 ° entre la surface interne des fentes et la direction incidente : le processus semble efficace quand l'atome émerge rasant avec la surface solide (figure 2.27).

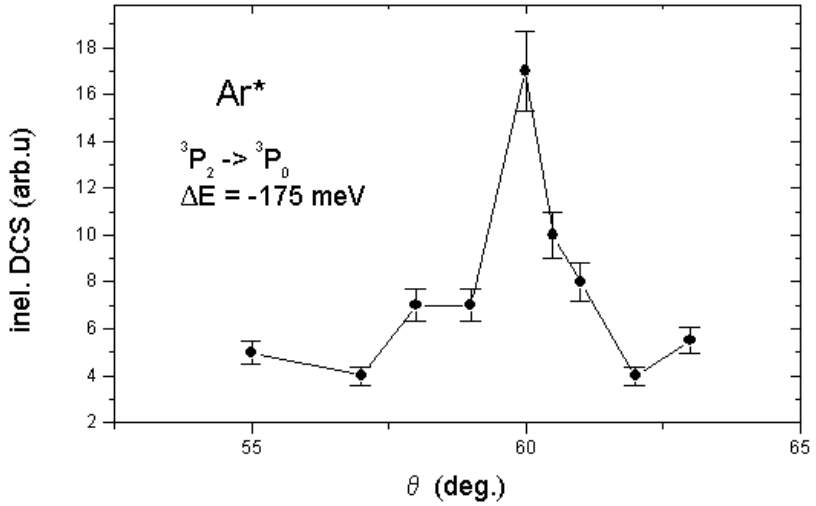


FIGURE 2.27 – Section différentielle du processus $^3P_2 \rightarrow ^3 P_0$ autour de 60 $^\circ$, pour une vitesse initiale sélectionnée autour de 1060 m/s

Bilan

On a démontré assez clairement l'existence du processus exothermique, pour l'argon et le krypton, et nous avons observé des indices probants pour le processus endothermique dans le cas de l'argon. Les processus sont identifiés par le temps de vol et la dépendance de la section différentielle par rapport à la vitesse incidente. Ils sont sensibles à la rugosité de la surface, et donnent des informations sur cette dernière.

Notons que pour expliquer une partie des résultats expérimentaux, il est également intéressant d'envisager l'hypothèse, qu'on avait écartée en première approche, qu'une partie de l'énergie incidente est transférée à des excitations de la surfaces (phonons, ...) lors des processus exothermiques et endothermiques, qui s'effectuent très près de celle-ci. Ceci expliquerait que parfois les pics dans des spectre de temps de vols sont observés à des temps plus grands que ceux attendus.

La grande variation de l'impulsion lors du processus peut rendre difficile l'application de tels processus à l'interférométrie atomique. C'est pourquoi on s'est intéressé à la possibilité d'effectuer des transitions Zeeman dans un champ magnétique extérieur, dont l'énergie caractéristique est l'énergie Zeeman, de plusieurs ordres de grandeur plus faible. Cela permet d'envisager soit en réduisant la vitesse incidente, soit en ayant des angles de déflexion plus faibles, de se placer dans un cas a priori plus favo-

rable pour l'application à l'interférométrie atomique. De plus, comme ces transitions interviennent à des distances à la surface nettement plus grandes, cela limite sans doute l'importance du couplage avec les excitations du solide.

Chapitre 3

Conversion d'états Zeeman

3.1 Origine et caractéristiques

On s'intéresse aux processus de changement d'état Zeeman, en présence d'un champ magnétique extérieur, lorsqu'un faisceau atomique est envoyé sur une cible solide. Ce sont les processus de collision qui ont les caractéristiques suivantes :

– une onde incidente, avec un niveau Zeeman associé m_i

– des ondes émergentes, avec un niveau Zeeman associé $m_f \neq m_i$

L'énergie cinétique des ondes émergentes doit être telle qu'on vérifie la conservation de l'énergie totale, lors de la collision, sous réserve d'échange d'énergie avec les modes d'excitation du solide (phonons) qui est - *a priori* - un processus distinct qu'on n'envisage pas dans cette thèse.

En décomposant en ondes planes, on note $\mathbf{k}_i$ le vecteur d'onde et l'impulsion $\mathbf{p}_i$) pour l'onde incidente, et $\mathbf{k}_f$ le vecteur d'onde et l'impulsion $\mathbf{p}_f$) pour l'onde émergente ; on a donc :

$$\frac{\mathbf{p}_i^2}{2M} + m_i g_L \mu_B B = \frac{\mathbf{p}_f^2}{2M} + m_f g_L \mu_B B$$

Autrement dit, la variation d'énergie cinétique est $\Delta T = (m_i - m_f) g_L \mu_B B$, soit quelques fois l'énergie Zeeman. Un point important pour la compréhension de ces processus est que cette énergie Zeeman reste, pour des atomes aux vitesses thermiques, faible devant l'énergie cinétique incidente : numériquement et par exemple, le rapport entre l'écart Zeeman et l'énergie cinétique pour des atomes d'argon dont la vitesse est 570 m/s dans un champ $B = 22G$ est :

$$\frac{2g\mu_B B}{Mv^2} = \frac{0.42B}{v^2} = 2.85\ 10^{-7}$$

3.2 Aspect cinématique

En décomposant sur la base des ondes planes l'onde émergente, on peut dresser des diagrammes de Newton pour les processus exothermiques et endothermique. On choisit la direction d'incidence (impulsion incidente $\mathbf{p_i}$ selon x pour tracer ces diagrammes.

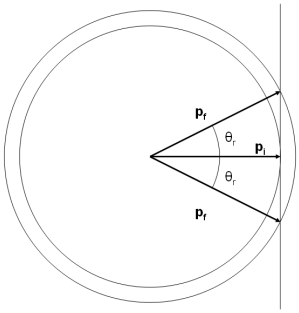


FIGURE 3.1 – Diagramme de Newton pour un processus super élastique avec une variation d'impulsion normale à l'impulsion incidente.

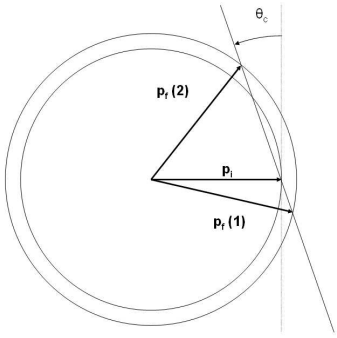


FIGURE 3.2 – Diagramme de Newton pour un processus super élastique avec une variation d'impulsion faisant un angle quelconque avec la direction incidente.

On note θ_f l'angle entre l'impulsion finale p_f et l'impulsion initiale p_i. On choisit de se donner l'angle θ_c tel que la direction de la variation d'impulsion $\delta\mathbf{p} = \mathbf{p_f} - \mathbf{p_i}$ fasse un angle (non orienté) $\frac{\pi}{2} + \theta_c$ avec la direction incidente. Graphiquement, on voit que à θ_c fixé, il y a deux, une, ou aucune valeur de l'impulsion finale qui obéit à la cinématique du processus, et autant de valeurs de θ_f.

En écrivant la conservation de l'impulsion dans la direction orthogonale à $\delta\mathbf{p}$, on trouve la relation :

$$\cos(\theta_f - \theta_c) = \frac{p_i}{p_f}\cos\theta_c$$

Tandis que la conservation de l'énergie totale donne :

$$p_f^2 = p_i^2 + 2M\Delta T$$

Pour un processus exothermique, dans le cas où la variation d'impulsion est orthogonale à la direction incidente ($\theta_c = 0$), on obtient une déflexion d'un angle $\theta_f = \theta_r$ tel que

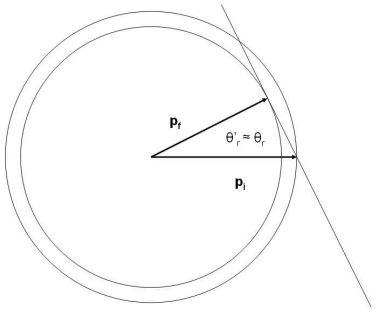


FIGURE 3.3 – Diagramme de Newton pour un processus super élastique avec une variation d'impulsion faisant un angle le plus faible possible avec la normale à l'impulsion incidente.

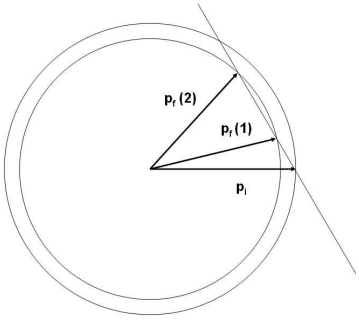


FIGURE 3.4 – Diagramme de Newton pour un processus endo élastique avec une variation d'impulsion faisant un angle quelconque avec la direction incidente.

$$cos\theta_r = \frac{p_i}{p_f} = \frac{p_i}{\sqrt{p_i^2 + 2M\Delta T}}$$

En utilisant cette notation, on en déduit que pour un processus exothermique, on peut écrire :

$$\cos(\theta_f - \theta_c) = \cos\theta_r \cos\theta_c$$

tandis que pour un processus endothermique, on peut écrire :

$$\cos(\theta_f - \theta_c) = \frac{\cos\theta_c}{\cos\theta'_r}$$

avec

$$\cos\theta'_r = \frac{\sqrt{p_i^2 - 2M\Delta T}}{p_i}$$

L'angle θ'_r correspond à l'angle θ_c minimal pour que le processus puisse se produire.

Cas des faibles énergies Zeeman et des petits angles.

Si on tient compte du fait que l'énergie Zeeman est faible devant l'énergie incidente, on peut confondre les valeurs des deux angles θ'_r et θ_r. Ces valeurs sont alors petites devant 1 et peuvent être approximées par $\frac{\sqrt{2M\Delta T}}{p_i}$.

Supposons que l'angle θ_c soit lui aussi petit. On effectue alors un développement limité au second ordre, au voisinage des angles nuls. On trouve, pour un processus exothermique :

$$(\theta_f - \theta_c)^2 \approx \theta_c^2 + \theta_r^2$$

soit

$$\theta_f^{(exo)} \approx \theta_c \pm \sqrt{\theta_r^2 + \theta_c^2} \tag{3.1}$$

et pour un processus endothermique :

$$(\theta_f - \theta_c)^2 \approx \theta_c^2 - \theta_r^2$$

soit

$$\theta_f^{(endo)} \approx \theta_c \pm \sqrt{\theta_c^2 - \theta_r^2} \tag{3.2}$$

Dans les deux cas, on trouve en général deux solutions à θ_c fixé, ce qu'on pouvait facilement prévoir à partir des diagrammes de Newton. On remarquera que dans chacun des cas, une des deux solutions tend vers 0, et l'autre vers $2\theta_c$ lorsque qu'on fait tendre l'énergie Zeeman vers 0.

A priori, les solutions qui nous intéressent ici sont celles qui tendent vers un angle de déflexion nul en absence de champ magnétique, mais il convient de garder une certaine prudence sur cette question. Ces solutions s'écrivent, pour chacun des cas :

$$\theta_f^{(endo)} \approx \theta_c - \sqrt{\theta_c^2 - \theta_r^2} \tag{3.3}$$

$$\theta_f^{(exo)} \approx \theta_c - \sqrt{\theta_r^2 + \theta_c^2} \tag{3.4}$$

Dans le cas exothermique, la déviation est maximale pour $\theta_c = 0$ et vaut alors θ_r, avec une largeur en θ_c de l'ordre de θ_r.

Dans le cas endothermique, la déviation est maximale pour $\theta_c = \theta_r$ et vaut $-\theta_r$, avec une largeur en θ_c également de l'ordre de θ_r.

Remarquons que pour ces solutions la déflexion n'est notable que si θ_c vaut au plus quelques fois θ_r. Si l'angle θ_c était grand, on serait en dehors du domaine de validité de l'approximation des petits angles mais la déflexion serait également très faible (on peut le vérifier graphiquement). Cela justifie d'étudier, comme on l'a fait, particulièrement le cas où θ_c est petit.

Conclusion

Cette étude donne quelques idées sur la cinématique du processus. Elle ne se substitue évidemment pas à un calcul de section différentielle, qui est un objectif ambitieux, mais sans doute réalisable, au moins par des méthodes numériques.

Il faut retenir essentiellement que la déviation angulaire associée à processus Zeeman superélastique, avec un changement purement transverse d'impulsion, est résoluble dans une expérience où la résolution angulaire est assez bonne. Numériquement, pour le niveau $^3P_2$ de l'atome d'argon, dans des conditions expérimentales habituelles, ($B = 100G$, 570 m/s), on s'attend à des angles de déviation pour un processus exothermique du sous niveau Zeeman, m vers le sous niveau m', avec $m > m'$, de $\theta_r = \sqrt{\frac{2(m-m')g\mu_B B}{Mv^2}}$, soit numériquement $\theta_r = \sqrt{m - m'}3.6$ mrad.

Il est donc possible de détecter une séparation d'un faisceau atomique avec un angle de séparation de cet ordre aux conditions expérimentales suivantes :

- la résolution angulaire de l'expérience est suffisamment bonne (0.5 mrad doit être suffisant)
- le faisceau séparé est suffisamment intense par rapport au bruit de fond du détecteur

Ceci a guidé la mise au point et l'adaptation du dispositif expérimental que nous allons maintenant présenter.

3.3 Techniques expérimentales

L'expérience dite "Christine" est une expérience dans laquelle on forme un jet d'atomes métastables partir d'un jet supersonique d'atomes à l'état fondamental. L'avantage d'un jet supersonique par rapport à un jet ordinaire est la finesse de la distribution de vitesse obtenue .

Il y a plusieurs méthodes pour former des atomes métastables. La méthode la plus aisée, qui est utilisée dans cette expérience, est de procéder par bombardement électronique d'atomes dans l'état fondamental.

Pour avoir un jet atomique d'atomes métastables peu divergent et dont la direction et le profil ne dépendent pas trop de l'énergie de bombardement, le bombardement électronique utilisé dans cette expérience est anti - parallèle au faisceau atomique.

3.3.1 Jet supersonique et système de vide

Le principe du jet supersonique est indiqué schématiquement dans la figure 3.5.

Une détente supersonique s'effectue entre une zone portée à une pression d'environ 1.2 bar, et une zone dont le pompage est effectué par une pompe secondaire de haut débit par l'intermédiaire d'une tuyère, qui dans notre cas a un diamètre de 50 μm. On observe alors une zone de silence dans laquelle s'effectue la détente, limitée par une frontière appelée bouteille de Mach, de profil essentiellement conique.

Pour limiter le débit de gaz dans l'expérience, il est nécessaire de prélever une partie du jet ainsi formé par la détente, et pour cela de percer la bouteille de Mach en utilisant un écorceur (ou, en anglais, skimmer). On obtient alors un jet d'atomes à l'état fondamental pour lequel la dispersion de vitesse $\Delta v/v$, est de l'ordre de l'inverse du nombre de Mach de la détente soit de l'ordre de 1% dans notre cas.

Il y a finalement 4 étages de pompage dans cette expérience.

1. le pompage de la chambre de détente supersonique.
2. le pompage de la chambre de bombardement électronique.
3. le pompage du compartiment principal
4. le pompage du compartiment dans lequel se trouve le détecteur.

En absence de jet atomique, le vide résiduel est de l'ordre de 1.10^{-6}mbar dans tous les compartiments.

Par contre lorsque l'on injecte du gaz dans l'expérience le gaz résiduel de la chambre de détente supersonique est typiquement de 1.10^{-4}mbar. Il est alors nécessaire de pomper la pompe secondaire de la chambre de détente supersonique non pas directement par une pompe primaire mais par l'intermédiaire d'un compresseur mécanique ("mechanical booster" ou "roots pump"). L'ensemble (pompe primaire, roots) a un débit plus important, et un meilleur vide résiduel ($2.10^{-3} mbar$) que la pompe primaire seule. En fait le roots est en amont du système de pompage de l'ensemble des 3 pompes à diffusions d'huile, et fait office de raccord quand il n'est pas mis en marche.

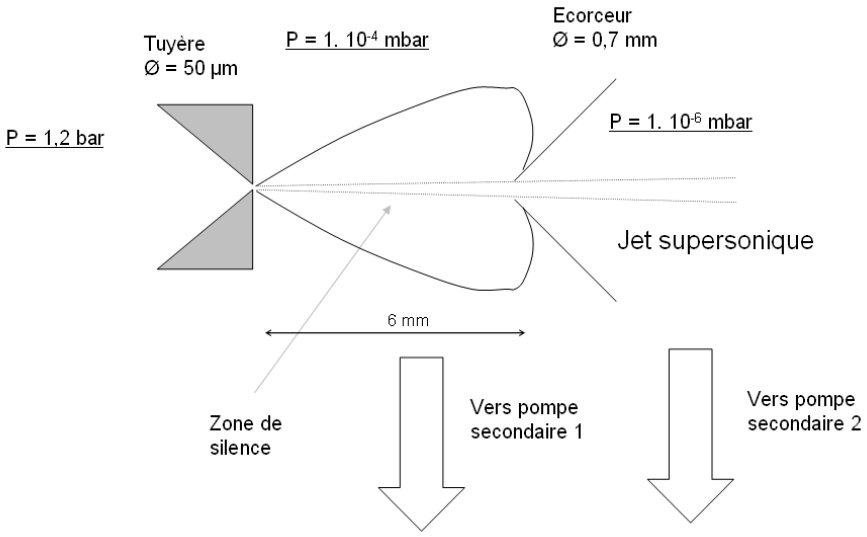


FIGURE 3.5 – Jet supersonique

Pour la chambre de détente supersonique, nous utilisons une pompe à diffusion d'huile Varian VHS10 dont le débit nominal est de 5300L/s.

Pour la chambre principale, nous utilisons une pompe à diffusion d'huile identique mais celle-ci est précédée d'un piège à eau et d'un piège à fréon (ce dernier n'est pas utilisé actuellement). Cela réduit nettement (d'un facteur qui peut être 2) le débit effectif de pompage, mais a l'avantage que la pompe à diffusion n'est pas en prise directe sur le compartiment, ce qui limite les risques de remontées d'huile dans l'expérience.

Pour la chambre de bombardement électronique nous utilisons une pompe à diffusion d'huile de débit nominal 2000L/s. Le dégazage de la cathode à oxyde combiné au bombardement électronique, et aux traces d'huile secondaire, a l'inconvénient de générer un dépôt, ce qui est à l'origine de la séparation avec le compartiment principal. Cette chambre est une zone "troublée".

Le pompage des pompes à diffusion (détente supersonique, chambre de bombardement électronique, chambre principale) est assuré par une pompe primaire, du type Alcatel 2100 d'un débit de 120m^3/h, et de pression résiduelle de 1.210^{-2}mbar. Comme on l'a déjà dit, lorsque le jet est en fonctionnement, on met en marche une pompe roots intermédiaire sur le circuit de pompage reliée aux 3 pompes à diffusion.

Le "compartiment de détection" est formé par une enceinte placée sur la porte du compartiment principal. Il n'y a pas, pour l'instant, réellement de séparation avec le compartiment principal, mais cette partie de l'expérience étant pompée par une pompe turbo moléculaire de débit 60 l/s, cela améliore la qualité du vide dans

cette partie de l'enceinte et, surtout, réduit considérablement les risques de remontées d'huile secondaire sur le détecteur à position - ce qui serait assez catastrophique pour ce dernier - par rapport à une pompe à diffusion d'huile de même débit à la même position. Un bon fonctionnement du détecteur à position suppose un vide de 10^{-6}mbar - et ce de manière d'autant plus critique que la tension appliquée sur la galette de micro-canaux - microchannel plate - est élevée (1 kV). La pompe turbo moléculaire est elle même pompée par une pompe primaire de débit($18\text{m}^3/\text{h}$).

Pour faire fonctionner les pompes à diffusion d'huile, il est nécessaire de chauffer l'huile à ébullition. Un système de chaufferettes (résistances électriques) est utilisé et les trois chaufferettes ont été remplacées pendant ma thèse.

Un bon placement des chaufferettes, une attention portée à leur montage, leur serrage, et leurs connections électriques, a montré que ce système est devenu assez fiable. Le circuit de refroidissement d'eau mis en place par l'université à part un arrêt après l'été caniculaire 2003, a globalement bien fonctionné durant ma thèse.

Il est très important de dévier la circulation d'eau en boucle fermée en cas d'arrêt des pompes, sans quoi la condensation détériore les chaufferettes de manière irréversible.

Ceci peut poser un problème en cas par exemple de coupure d'alimentation électrique, les pompes secondaires (et primaires) s'arrêtent, et ne repartent que si elles sont mises en route manuellement. Par contre la circulation d'eau ne s'arrête pas forcément (selon l'alimentation électrique interrompue) et dans tout les cas de figure, reprend dès que l'alimentation électrique est rétablie, pouvant générer de la condensation sur le circuit de refroidissement. Ceci, est déjà survenu, heureusement sans trop de dégâts, mais cela est susceptible de détériorer le fonctionnement des chaufferettes, et de provoquer un arrêt assez prolongé de l'expérience, ainsi que des problèmes de sécurité électrique.

Ce problème reste à régler : dans l'idéal, il faudrait une sécurité électrique sur chaque pompe qui coupe la circulation d'eau sur le circuit de refroidissement de la pompe. après un temps déterminé - de l'ordre de l'heure pour les pompes à diffusion VHS10 - un arrêt simultané de la pompe et du refroidissement faisant également courir un risque d'ébullition de l'eau du circuit de refroidissement et d'endommagement de ce circuit.

La mise à l'air et le pompage de l'expérience nécessitent des précautions particulières : les pompes à diffusion d'huile ne peuvent démarrer à une pression supérieure à 510^{-2}mbar. Ceci oblige à un pompage en primaire du cube et donc à disposer de plusieurs vannes pour pomper directement les 3 chambres en primaire.

Travail effectué et problèmes rencontrés

Lors de ma dernière année de thèse la maintenance du pompage a été une des priorités expérimentales en particulier parce qu'elle permet d'améliorer le fonction-

nement du jet. La vidange de la pompe roots a contribué au confort auditif des expérimentateurs.

Les problèmes rencontrés ont été les suivant :

- En cas de problème sur le ciruit primaire (fuite sur une vanne ou un conduit), il y a eu des remontées importantes d'huile secondaire dans les enceintes pompées par des pompes à diffusion. Cela peut abîmer du matériel et faire perdre un temps précieux. Cela fait courir un risque de destruction à tout objet "fragile" ; en particulier les réseaux nano-stucturés, qui sont détruits par les force de capillarité au contact d'un liquide, et aussi dans une moindre mesure, à certains composant optiques à à l'intérieur de la chambre principale. Dans la chambre de bombardement électronique, le canon à électrons et en particulier la cathode à oxyde est également susceptible de voir son bon fonctionnement déterioré par des remontées d'huile. Ceci justifie pleinement de ne pas placer une pompe à diffusion d'huile à proximité du détecteur à position.
- D'autre part on a rencontré des problèmes avec la vanne placée entre la pompe à diffusion et la chambre principale, lors d'une ouverture. Une entrée d'air est survenue et a nécessité le démontage et nettoyage complet de la pompe et le remplacement de l'huile secondaire (1L).

L'amélioration principale envisagée serait de remplacer la pompe à diffusion du compartiment principal par une pompe turbo moléculaire d'environ 2000 L/s ou plus. Le remplacement de la pompe du compartiment de bombardement électronique par une pompe turbo moléculaire d'un débit similaire serait également souhaitable.

3.3.2 Obtention d'atomes métastables.

Une fois que l'on dispose d'un jet atomique à l'état fondamental, se pose la question d'obtenir des atomes métastables. Plusieurs moyens existent pour cela.

Méthodes d'obtention des atomes métastables

La méthode la plus simple est de procéder par bombardement électronique du jet supersonique, le plus près possible de l'écorceur, de manière à ce que la densité atomique soit la plus grande possible à l'endroit du bombardement.

Une autre méthode consisterait à mettre en place une décharge à l'intérieur de l'enceinte "haute pression" avant la tuyère ; les 2 difficultés majeures de cette méthode sont la puissance nécessaire à l'amorçage d'une décharge dans une chambre haute pression et le "quenching" des métastables par collision avec le gaz résiduel avant et au début de la détente supersonique.

Un des premiers moyens qui peut venir à l'esprit est d'utiliser des méthodes optiques, qui nécessitent plusieurs photons puisqu'il n'y a pas de transition dipolaire reliant les états métastables à l'état fondamental pour les gaz rares supérieurs à He ce qui est la cause de la métastabilité. Ce type de méthode a le grand avantage de ne modifier que très peu la distribution de vitesse et les propriétés géométriques du jet supersonique.

Il y a plusieurs méthodes de ce type envisageables, et une des méthodes est d'utiliser un laser femtoseconde, et d'éliminer soigneusement les autres espèces produites (ions, ...).

Une autre méthode serait de placer une décharge à proximité du jet supersonique et autant que possible, proche de l'écorceur, qui émettrait des photons UV résonnant avec les transitions du gaz rare. On peut utiliser soit une lampe à décharge avec fenêtre dans un matériau transmettant la longueur d'onde voulue (ce qui n'est pas possible pour l'argon, mais possible pour le krypton en utilisant une fenêtre en MgF_2), soit une décharge dans une source à décharge annexe placée à proximité du jet supersonique. On tirerait alors parti du fait que des photons résonnants sur certaines transitions entre l'état fondamental et des états excités vont réaliser le pompage optique d'une partie des atomes vers les niveaux métastables. Le processus peut être plus efficace si le jet est dense et froid, la diffusion résonnante multiple des photons par les atomes du jet supersonique permettant alors d'augmenter l'efficacité.

Dans le cas d'un jet de type Campargue à haute enthalpie, la distribution de vitesse est encore plus fine $\Delta v/v < 0.3\%$, la divergence du jet encore plus faible, et la densité relativement grande, ce qui peut favoriser les processus de diffusion multiples à l'intérieur du jet supersonique.

Dans notre cas on a utilisé un bombardement direct par un canon à électrons dont on va ici exposer le fonctionnement.

Bombardement électronique

Un filament de tungstène est placé à proximité d'une cathode à oxydes hémisphérique percée en son centre. Le filament en tungstène est parcouru par un courant dont l'intensité est limitée à 10 - 11 A pour prolonger sa durée de vie, et limiter les contraintes thermiques. Ce filament chauffe ainsi par rayonnement la cathode à oxyde. Cette dernière est fixée sur une plaque portée à un potentiel réglable de -140 à -250 V. L'anode est constituée par une grille hémisphérique percée en son centre placée à une distance (réglable) de 9 mm. L'anode est placée à un distance de l'écorceur de l'ordre de 10 mm. Pour limiter l'échauffement du support de la cathode, une circulation d'eau le parcourt. Si l'échauffement est trop important, des éléments mécaniques peuvent se déplacer sous l'effet des contraintes thermiques.

On obtient, si tout va bien, un courant d'émission qui peut atteindre 130 mA, selon l'état chimique de la cathode à oxyde, l'efficacité du chauffage par le filament, la tension à laquelle est portée la cathode, et la distance cathode - anode. Il faut garder à l'esprit que cette valeur du courant d'émission est mesurée comme le courant de sortie de la cathode, qui peut également ètre dû à une imparfaite isolation élecrique de celle-ci lorsque le filament est chauffé (courant de fuite).

Enfin, la focalisation des électrons sur le jet supersonique est assurée par un èlectro-aimant, qui joue le rôle de lentille électronique magnétique, et dont les lignes de champs convergent non loin de l'écorceur. C'est dans cette région, proche de l'écorceur que le bombardement électronique est le plus efficace.

Cette source est efficace, mais est aussi à l'origine de nombreux arrêts de l'expérience. Les tiges en céramiques qui supportent la cathode se recouvrent à l'usage d'une couche conductrice, qui s'évapore sans doute de la cathode. On a constaté que la bride qui sert de support au champ magnétique et à l'anode peut tourner sur son axe lors du chauffage de la cathode. Il faut limiter le plus possible le courant de chauffage, (ne pas dépasser 10 A si possible). Pour qu'il y ait suffisamment d'émission dans ces conditions il faut que la distance entre le filament et la cathode soit très faible (presque à la limite du contact sur toute la longueur du filament), et que l'état chimique de la cathode soit bon. D'autre part il faut accorder une journée ou plus pour chauffer un cathode neuve avant utilisation.

3.3.3 Système laser

Dans ces expériences, l'intérêt premier des lasers est de pouvoir réaliser du pompage optique des atomes. Il est ainsi possible de porter les atomes dans un sous-niveau Zeeman donné, ce qui est utile dans l'étude de transitions entre ces sous-niveaux Zeeman.

Il est également possible de sélectionner un des deux niveaux métastables ($^3P_2$ ou $^3P_0$), ainsi que de sélectionner un sous niveau Zeeman, en utilisant des transitions ouvertes.

En pratique, seuls les sous niveaux m=-2, m=0, et +2 peuvent être sélectionnés, avec le dispositif simple dont nous disposons.

Cette section sera volontairement assez brève, étant donné que ce système laser a été utilisé surtout pour l'interférométrie Stern Gerlach [20] : en effet, dans les deux cas, on cherche à sélectionner des atomes dans un sous niveau Zeeman donné, avant et après une évolution non adiabatique. [1]

Nous disposons de deux diodes lasers montées en cavité étendue utilisée à 801.479 nm et 811.532 nm. On se reportera à la figure 3.6 pour le schéma simplifié de la table laser, qui permet d'avoir une vue globale du dispositif. On pourra également se référer aux thèses de Rosa Brouri [18] et Bruno Viaris de Lesegno [14] pour plus détails.

L'asservissement des diodes est réalisé en utilisant comme référence l'absorption saturée dans une cellule à décharge. Une décharge est en effet le moyen le plus simple d'obtenir une densité suffisante d'atomes métastables. Le faisceau est envoyé dans la cellule, puis réfléchi à l'aide d'un miroir. A l'aide d'une lame séparatrice, l'intensité du faisceau retour est alors mesurée par l'intermédiaire d'une photodiode. En modulant fortement la tension imposée à la cale piézo-électrique qui contrôle la position du réseau de la cavité étendue dans laquelle est montée la diode laser, on peut alors observer un signal d'absorption saturée. L'asservissement se fait ensuite en modulant faiblement le courant qui traverse la diode laser, et en ajustant par l'intermédiaire d'un intégrateur, la tension imposée à la cale piézo-électrique.

La diode laser à 801 nm, ne fournit que 4mW environ, ce qui suffit juste à couvrir les besoins pour "l'élimination" des atomes métastables dans l'état $^3P_2$. [14]

Une partie du faisceau laser provenant de la diode en cavité étendue utilisée à 811.532 nm peut être envoyée pour injecter une diode, qui fonctionnera donc en esclave. L'injection est contrôlée simplement en injectant le faisceau esclave dans une cavité Fabry-Pérot, et en vérifiant que si on module la cavité de la diode maître, la longueur d'onde du faisceau esclave suit. On peut assez facilement obtenir ainsi une intensité de 80 mW "en bout de table" à 811.532 nm.

1. Dans le cas de l'interférométrie Stern - Gerlach, des transitions entre niveaux Zeeman se produisent en deux zones de transitions de Majorana (changement rapide de l'axe de quantification du champ magnétique), entre lesquels se trouve, par exemple, un objet de phase.

En prévision de la mise en place d'un ralentisseur Zeeman, la modification suivante du montage laser du faisceau maître a été réalisée :

La part du faisceau maître à 811.532 nm qui était envoyée directement dans le montage d'absorption saturée, est envoyé d'abord dans un modulateur acousto-optique à 340MHz, en simple passage ; l'ordre +1 est alors envoyé dans le montage d'absorption pour saturée utilisé pour l'asservissement. L'autre partie du faisceau laser, prélevée en amont du modulateur acousto-optique, injecte toujours la diode esclave. Lorsque le laser maître est asservi sur le signal d'absorption saturée, la diode esclave va donc fournir un faisceau à -340 MHz de la résonance.

L'avantage principal de de cette méthode est la simplicité d'utilisation : l'absorption saturée et l'injection de la diode esclave qui exigent tout les deux un alignement assez précis sont ainsi réglables indépendamment. Il restera à tester que ce type de montage, permet d'obtenir une largeur de raie assez faible, et une longueur d'onde assez stable, car ces deux critères sont essentiels pour le bon fonctionnement d'un ralentisseur Zeeman. Il se pourrait fort que le fait de moduler l'intensité de la diode maître, comme nous le faisons actuellement, ne soit pas compatible avec ces critères.

Nouvelle cellule à décharge

Nous avons construit une nouvelle cellule à décharge, ce qui a permis d'avoir une cellule par diode laser asservie. Avant cela, une seule cellule était utilisée pour asservir les deux faisceaux, ce qui présentait plusieurs inconvénients. L'inconvénient principal était pratique, le réglage du dispositif pour observer l'absorption saturé étant très difficile avec une seule cellule. On a aussi pu, grâce à cela, éloigner les cellules d'absorption saturée des isolateurs optiques, autour desquels règne un champ magnétique, important et non uniforme, qui pouvait, dans certaines conditions, faire "disparaître" le signal d'absorption saturée !

Le principe de fonctionnement de cette cellule est le suivant : un émetteur radiofréquence à 27 MHz, 2W, (CB du type de ceux utilisée par les radioamateurs) alimente un circuit résonnant, à l'intérieur d'une boîte métallique. Deux fils émaillés sont reliés aux spires d'une inductance, terminés par deux boucles autour de la cellule d'argon dans laquelle s'effectue la décharge Avec la pression d'argon dans la cellule (0,5 Torr), il est nécessaire d'amorcer la décharge ; on utilise pour cela un détecteur de fuite de type "spark tester", qu'on met en marche un bref instant à quelques centimètres de la cellule. Le réglage de l'intensité de la décharge dans cette cellule se fait en modifiant la fréquence de résonance du ciruit, par l'intermédiaire d'une capacité réglable. Il faut prendre garde qu'avec ce dispositif, il faut réduire l'intensité de la décharge jusqu'à s'approcher de l'extinction pour que la densité d'atomes ne soit pas trop grande, sans quoi l'absorption du faisceau après passage dans la cellule est trop importante pour qu'on puisse observer l'absorption saturée.

Fibres optiques et passages sous vide.

La table optique est située dans une salle séparée de l'expérience proprement dite. On utilise des fibres optiques de longueur environ 10 m pour envoyer les faisceaux laser sur le jet atomique. On dispose de plusieurs types de lentilles pour focaliser et défocaliser les faisceaux lasers en entrée ou en sortie de fibre.

On dispose de deux types de fibres optiques toutes deux monomodes standard. L'injection de des fibres à conservation de polarisation serait plus délicate.

Pour l'injection on dispose de deux dispositifs l'un, monté à partir d'un module de translation et de support de miroirs, est d'emploi facile (réglage aisé), mais ne permet pas de régler la position de la fibre par rapport à la lentille de focalisation sur laquelle son connecteur est vissé. On arrive typiquement à une efficacité de 40% avec ce dispositif.

L'autre dispositif, commercial, comporte une lentille de microscope montée sur un support en translation XY qui focalise le faisceau sur l'entrée de fibre, dont on peut régler la position sur l'axe du faisceau Z. Il est d'usage beaucoup moins commode (l'injection peut être au début très longue à trouver) mais permet d'atteindre une efficacité nettement meilleure, qui peut être supérieure à 60%. Ceci est raisonnable avec des faisceaux lasers provenant de diodes, les prismes anamorphoseurs ne corrigeant qu'imparfaitement le caractère elliptique du mode de ces faisceaux.

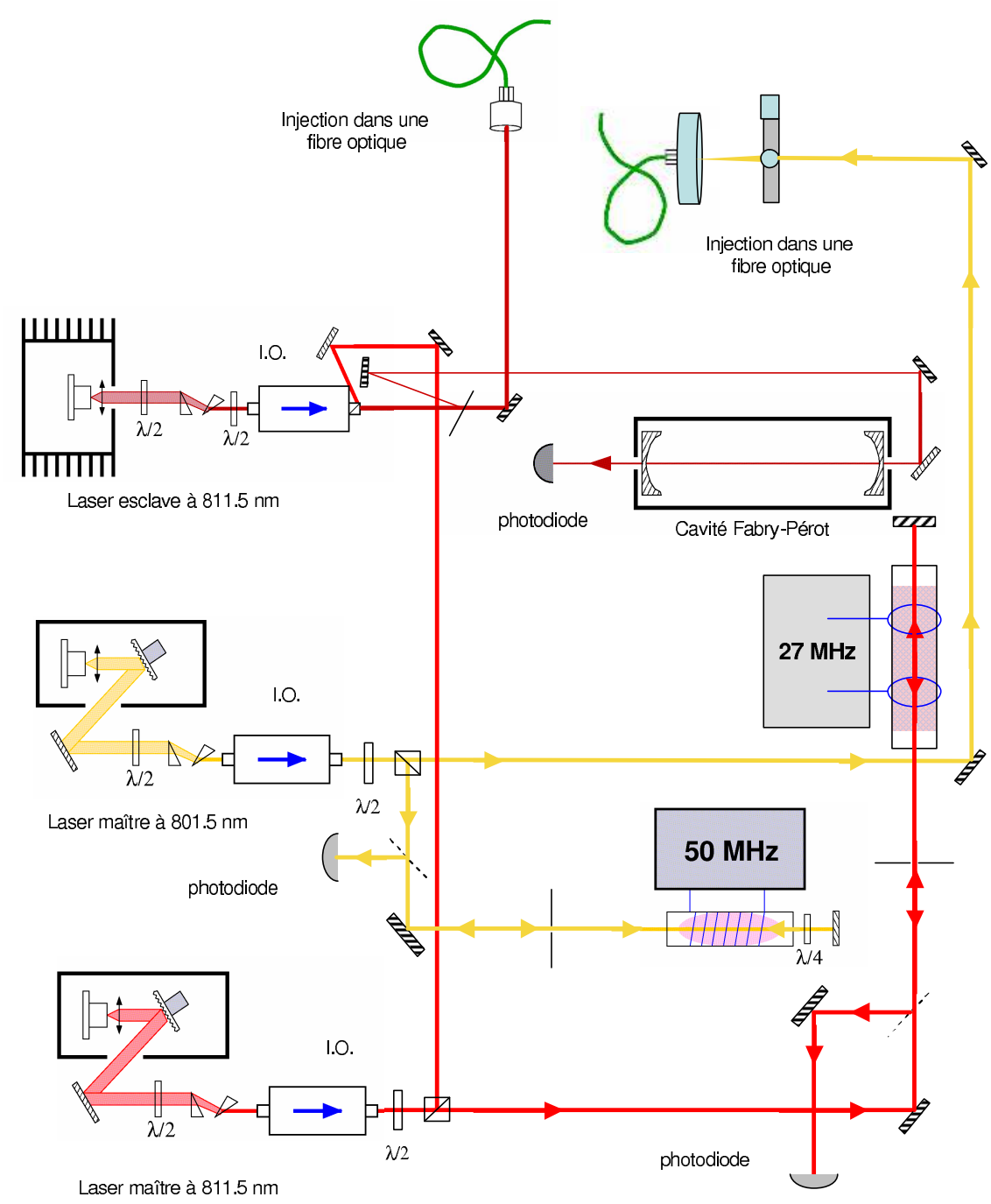


FIGURE 3.6 – Schéma de la table optique.
IO : isolateur optique

3.3.4 Détection d'atomes métastables.

On dispose actuellement sur cette expérience de 2 dispositifs de détection.

Une mesure directe du flux d'atomes métastables est possible grâce à un détecteur dit "Faraday" :

une plaque métallique en aluminium est placée sur le bras tournant de l'expérience, et reliée à la masse par l'intermédiaire d'un pico-ampermètre qui permet de mesurer des courants aussi faibles que quelques 10^{-15}A. Les électrons émis par effet Auger sont attirés par une anode mise à un potentiel d'environ +200 V et placée à 1 cm de la plaque, ceci pour faire en sorte que seule une portion négligeable des électrons émis ne retombe sur la surface d'Aluminium. L'efficacité de l'effet Auger est sensible à l'état de surface et à la pureté du matériau métallique utilisé. Si tout va bien, on peut avoir une efficacité entre 40 et 60 %. On a ainsi accès quasiment en absolu au flux d'atomes métastables sur le détecteur "Faraday". Remarquons qu'en cas d'incident, il pourrait arriver que la surface métallique se salisse (projections d'huile secondaire,...) ce qui est susceptible de réduire l'efficacité de détection.

Remarquons aussi que d'autres espèces sont susceptibles de produire un courant électronique, en particulier les photons UV et les ions.

Détecteur à position

On dispose également d'un détecteur à position constitué d'une galette de micro canaux (micro channel plate ou MCP), suivi d'un écran au phosphore. Un MCP est constitué d'une galette de silice traversée par des canaux cylindriques faisant un certain angle avec la surface de la galette, disposés de manière compacte en forme de réseau hexagonal. La surface intérieure des canaux est recouverte d'un revêtement semi-conducteur dont l'épaisseur et la composition n'est pas communiquée par les fabricants. Les 2 faces de la galette sont recouvertes d'une fine couche métallique, afin de pouvoir porter chaque plaque à un potentiel. La différence de potentiel entre les deux plaques permet alors à la couche semi-conductrice, dans laquelle le potentiel dépend la profondeur dans le canal, de jouer le rôle des dynodes d'un multiplicateur d'électrons, (comme dans un photomultiplicateur). Ainsi un atome métastable, ou un photon UV qui génère un électron par effet Auger, ou effet photoélectrique, près ou dans un canal, (mais aussi un ion) va générer un électron qui va être "multiplié" dans ce même canal. En sortie, une différence de potentiel d'environ 4kV est maintenue entre la surface de la galette et l'écran au phosphore, et on obtient des électrons assez énergétiques, qui vont rentrer en collision avec l'écran au phosphore dans la zone en vis a vis du canal d'origine. En chaque point de l'écran au phosphore, on a ainsi production de photons visibles, et on obtient une image visible du jet d'atomes métastables, avec une résolution proche de la distance entre deux canaux du MCP.

On a utilisé deux modèles de détecteurs à position, le deuxième, plus récent, de

résolution spatiale intrinsèque meilleure, (sans tenir compte de la caméra) a permis d'améliorer la détection. Dans les deux cas, le gain du MCP (amplification électronique) est uniquement spécifié comme étant au moins égal à 10^4, quand la tension appliquée est maximale (1kV ou 1.2 kV selon le cas). Il n'est donc pas possible d'effectuer une mesure de flux en absolu en se fiant seulement aux caractéristiques du détecteur données par le fabriquant. Remarquons aussi que les MCP font partie des technologies "sensibles", qui ont des application militaires (satellites espions, vision nocturne,...), ce qui implique que les modèles bénéficiant des dernières avancées technologiques ne sont pas disponibles facilement à l'exportation.

Cette galette est une plaque de verre (silice) de 1.5 mm d'épaisseur et traversée de canaux de 50μm de diamètre faisant un angle de 15 degrés avec la normale à la surface. Le rapport entre le diamètre d'un canal et sa longueur est de 40.

Après la face de sortie est placé un écran au phosphore polarisé à une tension de + 4kV. Ce dernier génère des photons visibles, qui sont observés à travers une fenêtre par une caméra CCD Hamatsu, dont la sensibilité est optimale dans l'infrarouge, qui nous a été gracieusement prêtée par l'équipe de Michèle Leduc au Laboratoire Kastler Brossel. Le capteur de cette caméra est refroidi par un module à effet Pelletier, lui même refroidi par une circulation d'eau thermostatée, propre à cette caméra.

On dispose ainsi d'un détecteur résolu en positon linéaire, dont la résolution est de 100μm Le vide recommandé pour faire fonctionner le MCP avec une tension de 1kV est meilleur que 1.10^{-6}mBar

Acquisition d'images

Lors de certaines expériences, on a accumulé et ajouté 50 à 200 images dans des conditions identiques. On a alors remarqué des oscillations régulière, différentes selon les ligne et les colonnes du signal CCD. Ces oscillations sont présentes également sur le bruit de fond (haute tension du détecteur éteint). Il est clair qu'elles sont dues à la prise d'image de la caméra CCD, lignes paires puis lignes impaires. La solution pour l'instant adoptée quand il est nécessaire de s'affranchir de ce phénomène est le lissage de la courbe sur 2 lignes, qui a l'inconvénient de détériorer un peu la résolution de détection.

Une amélioration, dans un avenir proche, serait de disposer également d'un dispositif de détection à base de channeltron, d'une part pour comparaison et calibration, et d'autre part, afin d'avoir accès à la détection de plus faibles flux.

3.3.5 Jet d'atome métastables produits par échange de métastabilité dans un jet supersonique

L'échange de métastabilité résonnant $X + X^* \rightarrow X^* + X$ est l'un des processus qui, en physique des collisions, a été longuement étudié, entre autres raisons à cause de la détection aisée des atomes métastables.

Lors d'expériences de collision atome surface, quand on cherche à observer des petits angles de déflexion, il est naturel de vouloir collimater le jet atomique. Avant de disposer la cible (en l'occurrence une galette de micro-canaux), nous avons voulu caractériser le jet après collimation.

Pour cela, ne disposant pas de diaphragme de la dimension souhaitée, on a tout d'abord utilisé une plaque de nickel percée par mes soins (à l'aide d'une pointe métallique) d'un trou, de dimensions approchées 100 x 150 μm (mesurées par diffraction optique). Un trou circulaire de 2 mm de diamètre a ensuite été percé dans la même plaque à environ 3,5 mm du précédent. Ceci à l'avantage important qu'en translatant le dispositif on peut soit laisser passer le jet atomique dans on intégralité, soit le collimater fortement.

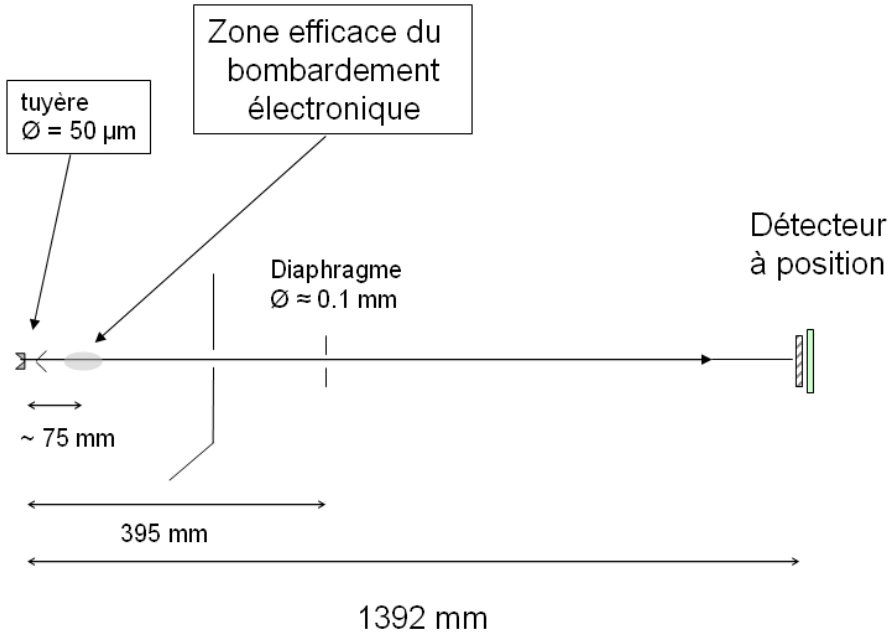


FIGURE 3.7 – Collimation du faisceau atomique

On peut alors considérer qu'on fait, avec ce petit diaphragme, une pseudo-image de la source d'atomes métastable similaire à ce qu'on peut faire dans une "chambre

noire". Comme chaque point de la zone de bombardement électronique peut être considéré comme une source d'atomes métastables, on peut s'attendre à observer sur le détecteur une tache qui est une projection inversée de la zone de bombardement électronique du jet supersonique, avec un grandissement dépendant de la position du diaphragme entre la zone de bombardement et le détecteur, et qui vaut environ -3 dans cette expérience. Pour que ceci soit vrai il faut que le diaphragme soit suffisamment petit pour que la taille de la tache observée sur le détecteur soit grande devant la tache qui serait créée par une source ponctuelle placée dans la zone de bombardement électronique (cette dernière donnant essentiellement la résolution de la pseudo-image). La forme de la tache observée sur le détecteur ne dépend alors quasiment plus du diaphragme de la chambre obscure.

Expérimentalement, on a observé une distribution angulaire bimodale du jet atomique : en plus de la tache correspondant à la zone de bombardement électronique que nous nous attendions à observer, on a observé un "pic" assez pointu (figures 3.8, 3.9, 3.10). La largeur à mi-hauteur de ce pic est de l'ordre de 1 mm selon y et 0.44 mm selon x. On peut estimer que, dans cet exemple, la hauteur de ce pic contribue à environ 2/3 de la hauteur du signal au niveau du maximum sur le détecteur. Etant donné que la largeur à mi-hauteur est de l'ordre de 0.75 mm, on peut estimer que, dans cet exemple, le flux de métastables secondaire est une fraction de l'ordre (1.5%) du flux de métastables primaires.

Cela nous a, pendant quelques heures, fortement intrigué. Une analyse de la question nous a fait comprendre que cette largeur correspondait à la tache géométrique de la tuyère collimatée par le diaphragme disposé sur le parcours du jet. Ce pic est le signe que des atomes du jet supersonique sont amenés à des états métastables par un processus qui ne modifie pas ou peu leur vitesse. Ce phénomène a été observé ensuite pour un jet supersonique de néon et d'hélium. [2]

On a vérifié que lorsqu'on augmente la pression, le rapport de l'intensité de ce pic sur le nombres total d'atomes métastables augmente . Si tout fonctionne normalement, ce rapport est proportionnel à la pression de gaz résiduel dans la chambre de détente supersonique, elle même proportionelle à la densité du jet. Ceci a été vérifié expérimentalement avec l'Argon (figure 3.11). Ceci est conforme à l'idée qu'un processus "à deux atomes", comme un processus collisionnel est à l'origine de ce pic. La dénomination "pic secondaire" pour ce pic est donc appropriée et sera utilisée dans la suite. A contrario, les atomes métastables générés directement par le bombardement électronique seront dénommés atomes métastables "primaires".

Ce pic est à attribuer, selon toute vraisemblance, au processus collisionnel d'échange

2. Dans le Cas de l'hélium, avec le bombardement électronique antiparallèle, le jet d'atomes métastables primaires est presque inobservable car très large angulairement, à cause le la faible masse de l'helium (recul dans la collison électron - atome). Usuellement, le bombardement électronique est fait parallèlement au faiceau dans le cas de l'hélium. Ici, ce n'est pas le cas, et on observe un jet d'atomes métastables secondaires sur un fond extrêmement faible.

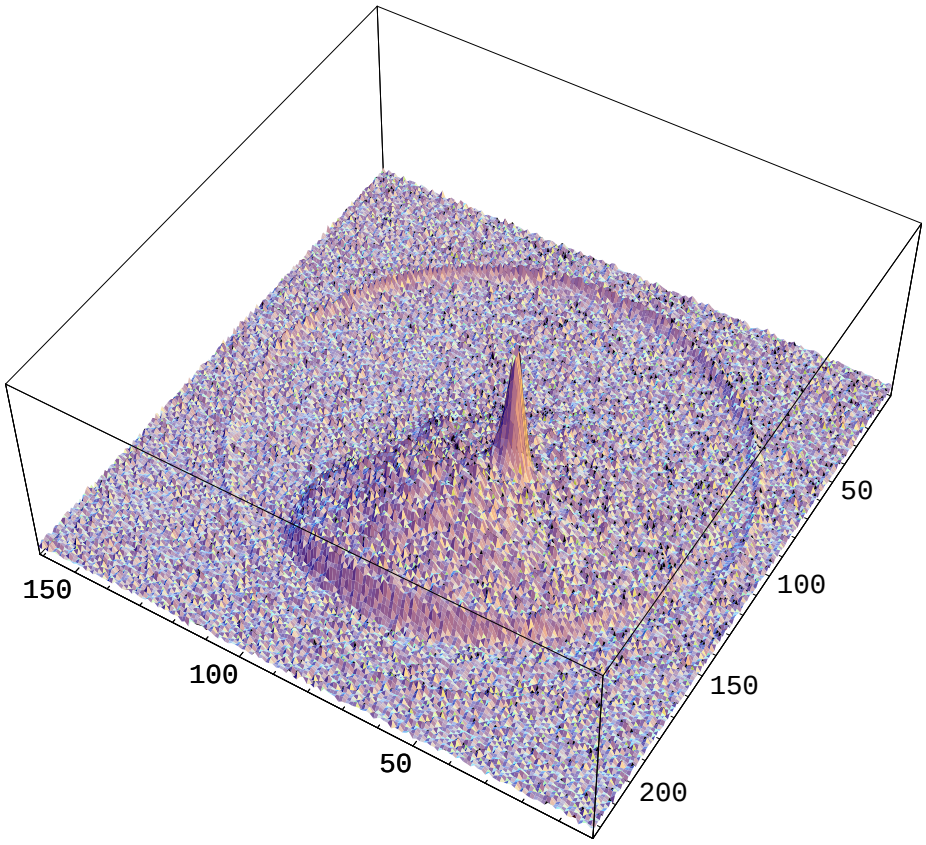


FIGURE 3.8 – Image sur le détecteur du faisceau atomique d'Argon métastable après simple collimation

---

de métastabilité entre les atomes métastables créés par bombardement électronique et les atomes du jet supersonique de gaz rares fondamentaux. On peut grossièrement estimer l'énergie de la collision dans le référentiel du centre de masse de la manière suivante : La vitesse relative entre un atome métastable généré par bombardement électronique et un atome du jet de fondamental est de l'ordre de la dispersion de vitesse (transverse ou longitudinale) pour l'argon du jet d'atomes métastables généré par bombardement électronique. Les énergie de collision sont donc de au plus de l'ordre d'environ 0,5 meV pour un jet d'argon.

Notons néanmoins qu'une autre explication possible serait l'absorption des photons générés par le bombardement électronique par les atomes à l'état fondamental, qui génère des atomes dans des états excités susceptibles d'amener l'atome à l'état métastable par des processus radiatifs. Les deux processus sont d'ailleurs susceptibles

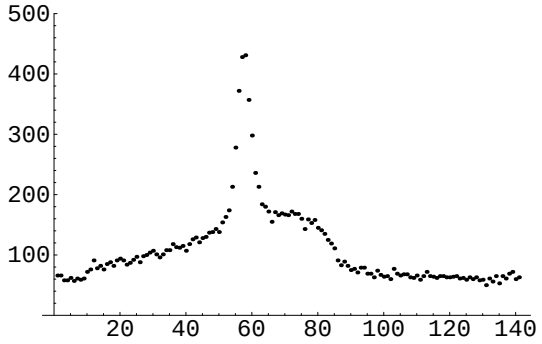


FIGURE 3.9 – Coupe selon y de l'image sur le détecteur du faisceau atomique d'Argon métastable après simple collimation.
1 pixel = 0.104 mm

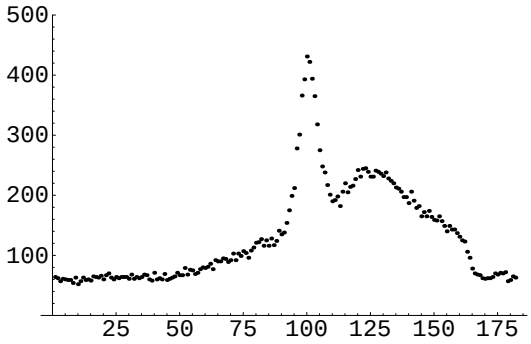


FIGURE 3.10 – Coupe selon x de l'image sur le détecteur du faisceau atomique d'Argon métastable secondaire après simple collimation.
1 pixel = 0.074 mm

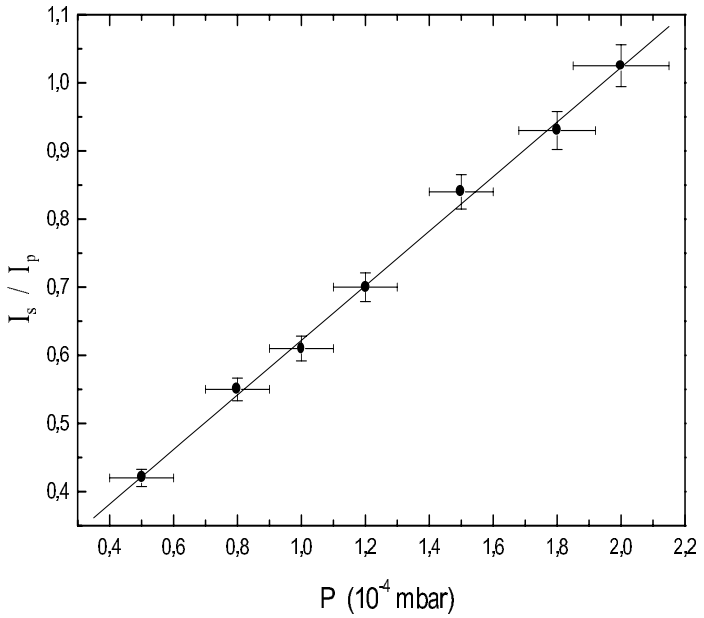


FIGURE 3.11 – Rapport entre le maximum du pic secondaire, et le fond de métastables primaires estimé à la même position, en fonction de la pression de gaz résiduel dans la chambre de détente supersonique.

---

de coexister. Remarquons également que, dans la suite des expériences, on a remarqué qu'un nettoyage du skimmer, pouvait améliorer nettement les choses, et le rapport

entre l'intensité du pic secondaire et du fond augmente alors, jusqu'à être de l'ordre de 20. Des essais ont été effectué pour tenter de comprendre l'influence de la taille de la tuyère du jet supersonique, et de la distance tuyère skimmer, mais n'ont pas pour l'instant été très concluants, justement parce que l'écorceur n'avait pas été nettoyé, ce qui est d'autant plus critique que la tuyère est petite, car le nombre de Mach augmente, et le percement de la bouteille de Mach devient de plus en plus délicat.

3.3.6 Obtention d'un jet collimaté d'atome métastables

Simple collimation du jet atomique

On peut utiliser "le pic" d'atomes métastables générés par échange de métastabilité pour obtenir un jet bien collimaté d'atomes métastables. On va pour cela procéder en deux temps On place d'abord un premier diaphragme le plus proche possible de la zone de bombardement électronique (figure 3.12). Comme cette zone, proche du canon à électrons, est assez troublée (contraintes thermiques,...), on a en pratique choisi d'utiliser une tuyère de diamètre 80 μm, les tuyères étant des objets assez massifs et robustes, qui résistent bien aux contraintes thermiques. Cette tuyère est montée sur un support et placée mécaniquement le mieux possible pour pouvoir observer le pic secondaire sur le détecteur à position de manière à peu près centrée.

Cela fait apparaître un pic dû à l'échange de métastabilité : on obtient sur le détecteur un pic de largeur totale à mi hauteur d'environ 0.95 mm, qui correspond à une largeur angulaire de 0.7 mrad. Le rapport entre la hauteur du pic et celle du fond de métastable primaire est d'environ 4. Les résultats obtenus pour le jet d'argon sont indiqués dans les figures 3.13, 3.14, et 3.15. On calcule simplement qu'une source ponctuelle qui serait à l'emplacement de la tuyère de la détente supersonique et qui serait collimatée par un diaphragme de 80 μm à 116 mm de cette source, donnerait sur le détecteur un pic d'une largeur totale de 0.96 mm.

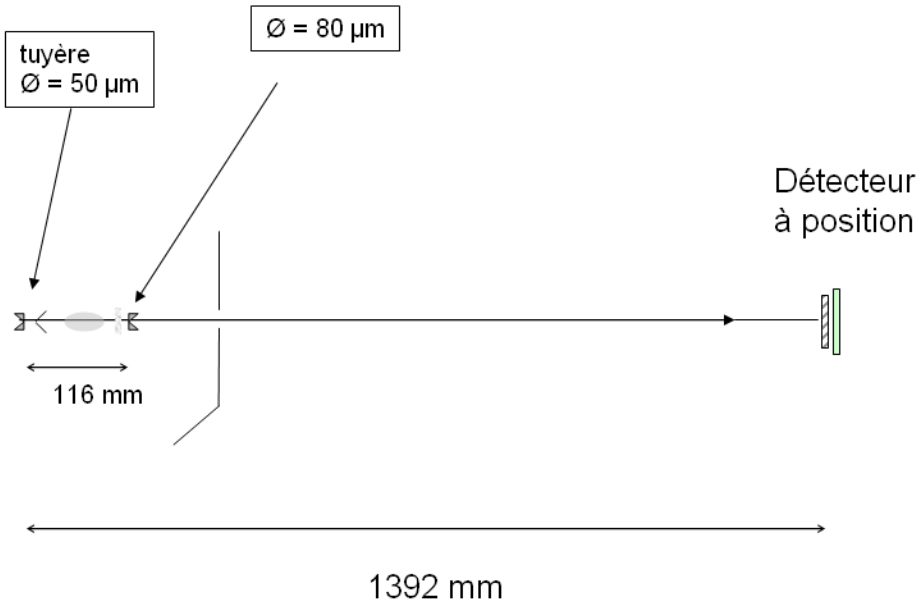


FIGURE 3.12 – Simple collimation du faisceau d'atomes métastables

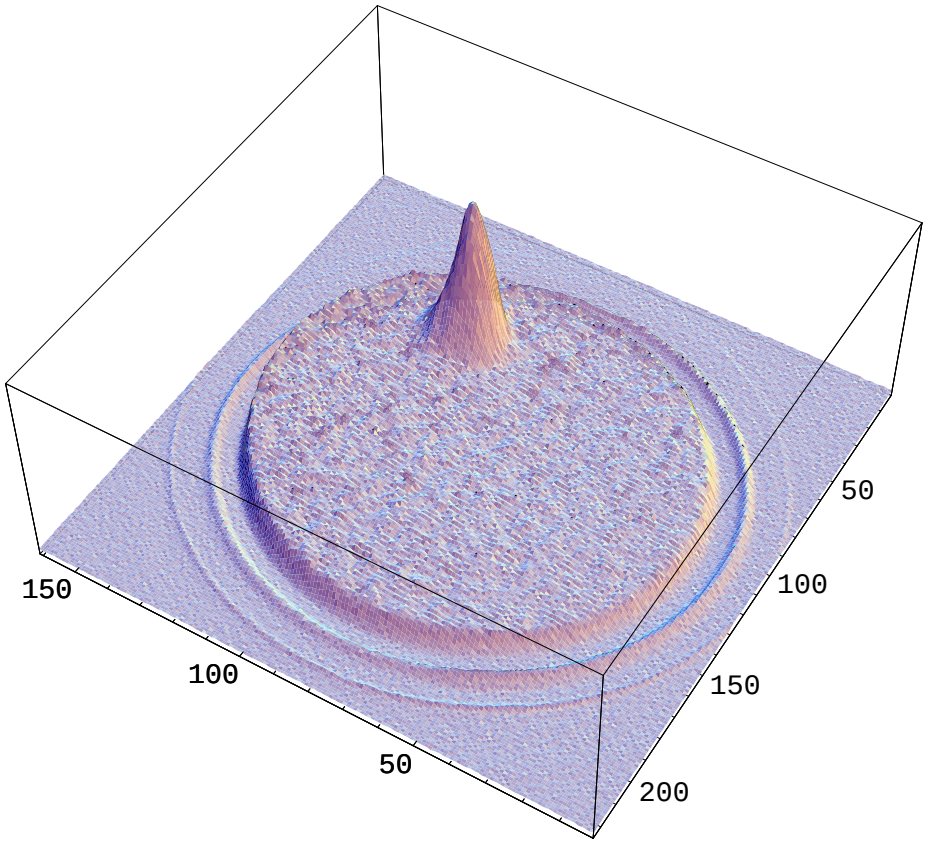


FIGURE 3.13 – Image sur le détecteur du faisceau atomique d'Argon métastable après simple collimation

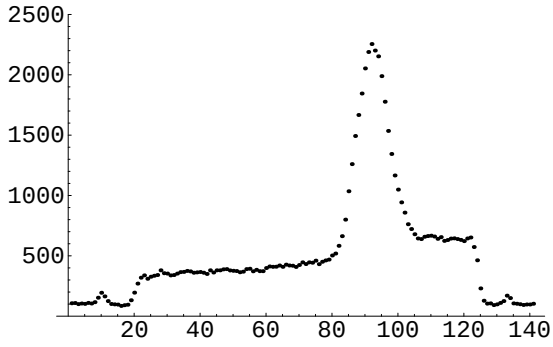


FIGURE 3.14 – Coupe selon y de l'image sur le détecteur du faisceau atomique d'Argon métastable après simple collimation.

1 pixel = 0.104 mm

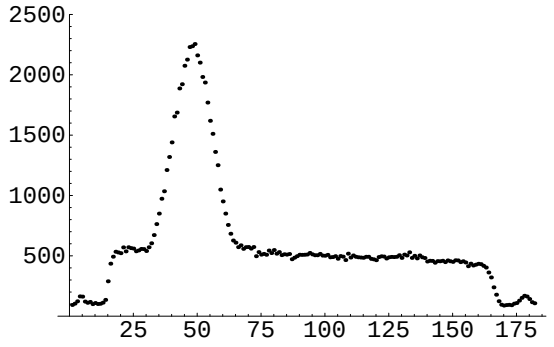


FIGURE 3.15 – Coupe selon x de l'image sur le détecteur du faisceau atomique d'Argon métastable secondaire après simple collimation.

1 pixel = 0.074 mm

Double collimation du jet atomique

Lorsqu'on souhaite effectuer des expériences avec une bonne résolution angulaire, il est judicieux d'effectuer une deuxième collimation du jet de manière a obtenir un pinceau fin. Comme la source virtuelle du pic secondaire est de petite taille, on s'attend à ce qu'une deuxième collimation diminue peu son intensité, tandis quelle va diminuer beaucoup celle du jet de métastables primaires, qui a une source étendue de l'ordre de 2 mm de diamètre. La plaque métallique dans laquelle un trou fin une ouverture plus grande est montée sur un support en translation reliés à des flexibles, ce qui permet de réaliser l'alignement du deuxième diaphragme de collimation en deux temps, en utilisant d'abord l'ouverture large pour repérer la position du pic secondaire, (figure 3.16) puis en positionnant le trou percé dans la plaque dans l'axe du maximum de ce pic, le jet de métastables primaires permettant de repérer la position de ce trou. On obtient alors un pic d'atome métastables secondaires sur un fond quasiment noir (voir figure 3.17).

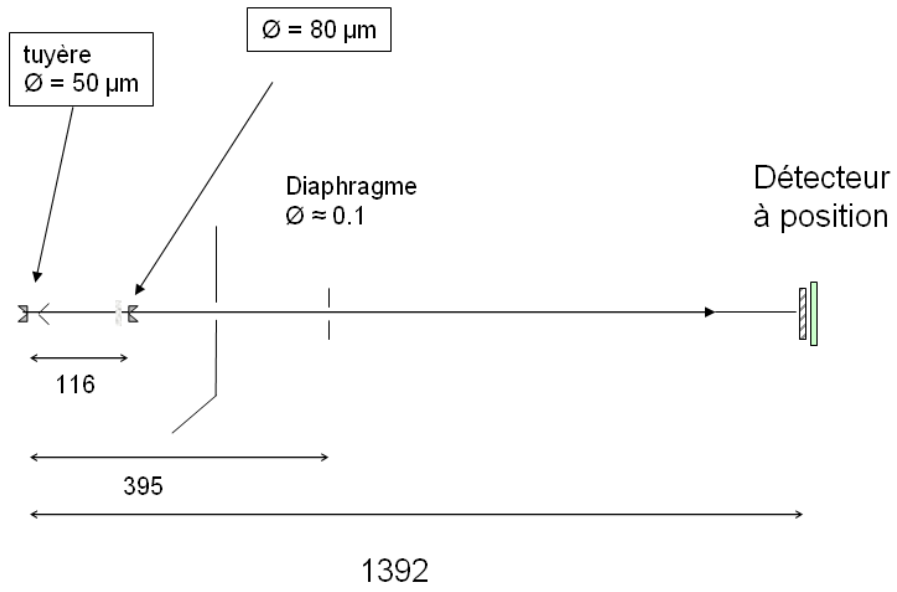


FIGURE 3.16 – Double collimation du faisceau atomique généré par échange de métastabilité

Les largeurs totales à mi-hauteur du pic sont 0.6 mm selon x et 0.64 mm selon y. Comme la source virtuelle est placée au niveau de la tuyère de la détente supersonique à 1.40 m du détecteur, cela correspond à des largeurs angulaires totales à mi hauteur d'environ de 0.46 mrad selon x et 0.43 mrad selon y.

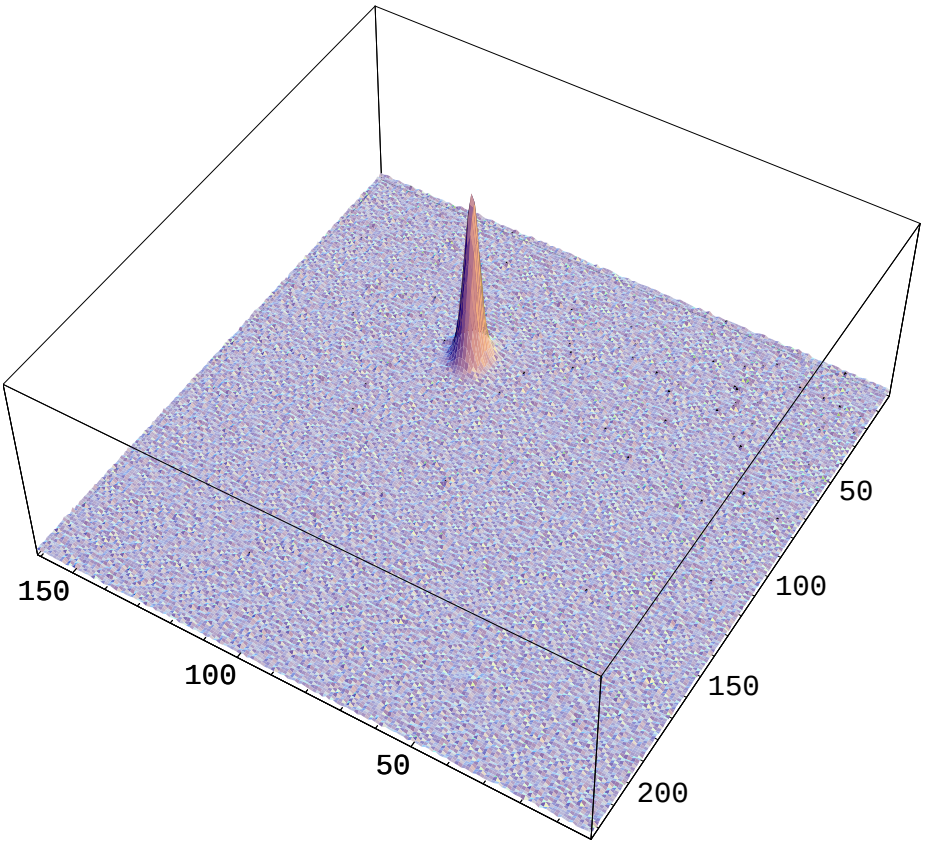


FIGURE 3.17 – Image sur le détecteur du faisceau atomique d'Argon métastable secondaire après collimation

---

Proportion relatives d'atomes dans les niveaux $^3P_2$ et $^3P_0$ dans le jet secondaire.

En utilisant un laser asservi sur la transition ouverte à 801 nm, on peut éliminer les atomes dans le niveau $^3P_2$. D'autre part un laser asservi sur la transition fermée à 811.5 nm d'une puissance de 50 mW permet de "pousser" les atomes du niveau $^3P_2$ et étant donné la bonne collimation obtenue ici de les séparer du jet incident.

On a pu ainsi vérifier par ces deux méthodes, qui donnent des résultats cohérents que :

- la proportion d'atomes dans les niveau $^3P_2$ et $^3P_0$ dans le jet primaire est, comme on s'y attend, la proportion statistique 5 :1, aux incertitudes de mesure près (soit 1/6 d'atomes dans le niveau $^3P_0$ et 5/6 dans le niveau $^3P_2$.
- la proportion d'atomes dans les niveau $^3P_2$ et $^3P_0$ est, dans le pic secondaire,

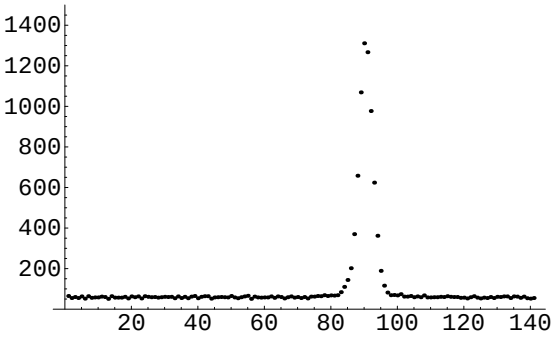


FIGURE 3.18 – Coupe selon y de l'image sur le détecteur du faisceau atomique d'Argon métastable secondaire après collimation.
1 pixel = 0.104 mm

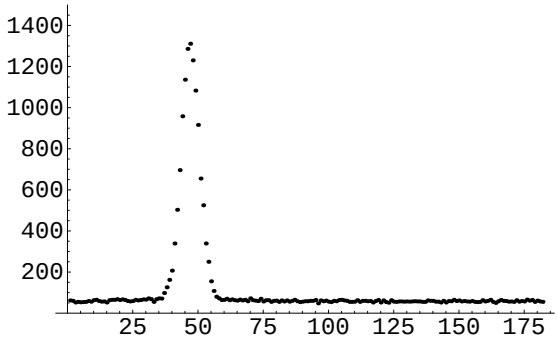


FIGURE 3.19 – Coupe selon x de l'image sur le détecteur du faisceau atomique d'Argon métastable secondaire après collimation.
1 pixel = 0.074 mm

différente : 33.8% dans le niveau $^3P_0$ et 66.2% dans le niveau $^3P_2$. Le processus collisionnel d'échange résonnant de métastabilité est donc, dans les conditions présentes, 2.55 fois plus efficace pour le niveau $^3P_0$ que pour le niveau $^3P_2$.

3.3.7 Une application : observation de la diffraction de jets atomiques métastables

Ayant ainsi obtenu un jet fortement collimaté, et issu d'une source virtuelle de faible diamètre, on a exploité cette source pour observer la diffraction du jet atomique, avec l'hélium, le néon et l'argon. On pourra se référer à l'article joint en annexe J.C Karam *et al.*, J. Phys. B **38**, pp. 2691-2700 (2005). Soulignons quelques aspects essentiels de ces expériences.

Le processus d'échange de métastabilité est utilisé pour obtenir des jets atomiques d'atomes métastables d'argon, de néon et d'hélium. On place un réseau nanométrique en nitrure de silicium de période 100 nm dans l'axe du jet, à 597 mm de la tuyère du jet supersonique (qui est, comme on l'a vu, la source effective pour le jet issu du processus d'échange de métastabilité).

Le détecteur étant placé à 1396 mm de la source effective, et compte tenu de la largeur angulaire du jet après collimation (0.35 mrad), la taille typique du jet atomique sur le détecteur est de 0.5 mm, en absence du nanoréseau. Cette taille correspond à une "résolution angulaire" de 0.6 mrad. On se trouve alors dans les conditions expérimentales adéquates pour observer la diffraction des atomes métastables dans le régime de Fresnel, les angles de déviation dus à l'interaction de van der Waals qu'on souhaite observer étant du même ordre.

Les figures de diffraction observées sont en assez bon accord avec un calcul utilisant la modélisation du déphasage le long d'une trajectoire rectiligne, utilisée dans la référence [66] et tenant compte de la largeur angulaire du faisceau incident, et en utilisant des valeurs adaptées pour le coefficient d'interaction entre l'atome métastable et le nitrure de Silicium. Dans les cas de He^* et Ne^*, on prend comme valeur de ce coefficient celles suggérées dans cette même référence [66]. Dans le cas de Ar^*, la valeur de C_3^{res} pour l'interaction de l'atome d'argon métastable avec le nitrure de silicium est évaluée en utilisant la formule $C_3^{res} = \frac{\epsilon-1}{\epsilon+1} C_{3,met}$, où $\epsilon = 8 \pm 2$ est la permittivité électrique relative du nitrure de Silicium, qui dépend fortement de la méthode de fabrication de ce dernier. Cela mène à $C_3^{res} = 1.83^{+0.1}_{-0.15}$ qui est très compatible avec la figure de diffraction expérimentale. Notons qu une modification de cette valeur de l'ordre $\pm 20\%$ est nécessaire pour observer une différence notable dans la figure de diffraction attendue.

3.4 Observation et modélisation des transitions Zeeman

3.4.1 Procédure expérimentale et résultats.

Pour rechercher l'effet d'une modification du champ magnétique sur la collision atome surface, une série d'expériences a été réalisée sur l'expérience "Christine". Le schéma expérimental est représenté dans la figure 3.20.

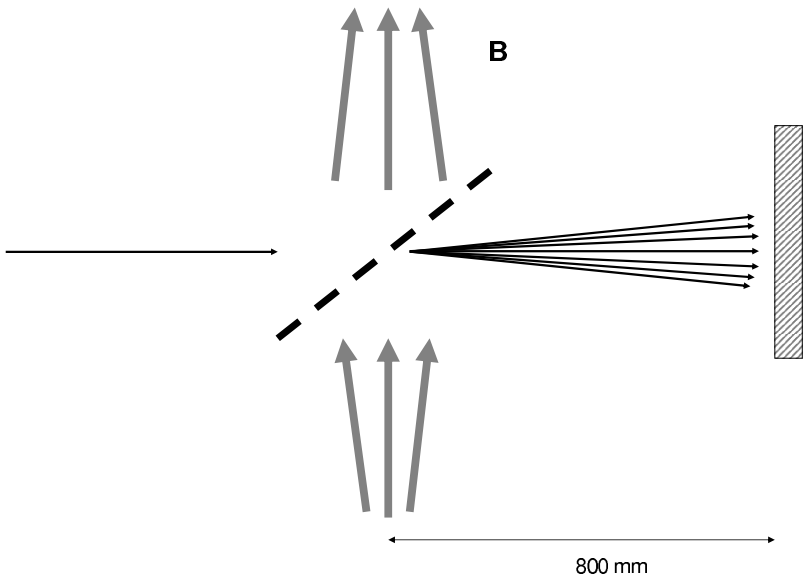


FIGURE 3.20 – Schéma de principe de l'expérience de mise en évidence des transitions Zeeman

On a placé un réseau micrométrique de cuivre dans l'axe du faisceau généré par échange de métastabilité et double collimation. Les caractéristiques de ce réseau sont les suivantes : son épaisseur est de 20 μm, la largeur de ses fentes 43 μm, et sa période 70 μm. Les fentes sont horizontales, et le réseau de fentes peut être tourné autour d'un axe horizontal passant en son centre. On a mesuré la transmission relative du réseau en fonction de l'angle d'incinaison. La référence est le maximum de transmission, car il est avec ce dispositif, impossible de retirer le réseau du faisceau sans ouverture de l'enceinte à vide. Le résultat est présenté dans la figure 3.21. On constate d'une part que la demi largeur à mi gauteur est de 45 $^\circ$, que la transmission s'effondre vers 60 $^\circ$, et la présence probable de légères oscillations de la transmission qui doivent traduire les légères déformations qu'ont pu subir les fentes du résau.

Dans les expériences dont les résultats vont être présentés, l'angle entre le plan du réseau et la verticale était d'environ - 56 $^\circ$. Le réseau est placé dans l'entrefert d'un électroaimant, tel que le champ magnétique est à peu près vertical. On s'est rendu compte a posteriori que ce champ magnétique est sans doute de direction assez inhomogène sur la partie éclairée du réseau.

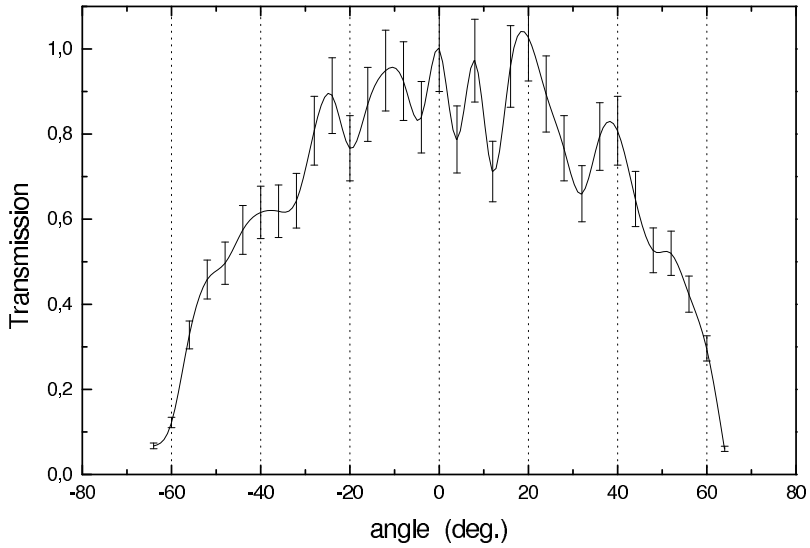


FIGURE 3.21 – Transmission du réseau en cuivre de microfentes en fonction de l'angle d'inclinaison

---

La valeur du champ magnétique produit par les bobines a été mesurée. Par convention B>0 correspond à un champ magnétique dirigé vers le haut. Outre que ce champ est peu homogène, il faut prendre garde que le champ magnétique résiduel mesuré est de l'ordre de 10 à 20 G. Dans l'idéal, il faudrait procéder à la démagnétisation de l'électro-aimant. En pratique les champs magnétiques utilisés doivent être suffisamment grands pour que les déflexions attendues soient nettement plus grandes que celles attendues dans le champ magnétique résiduel .

On prend des images alternativement avec deux valeurs différentes du courant dans les bobines de l'électro-aimant, et on obtient ainsi typiquement 100 images pour chaque valeur du courant. On somme ensuite les images qui correspondent au même courant, et on effectue une moyenne sur 3 lignes de la camera ccd pour améliorer la statistique.

Expérimentalement, le cas d'un jet de néon métastable s'est révélé plus fructueux que celui de l'argon. Ceci est sans doute dû à la plus grande intensité du jet d'atomes métastables obtenu par échange de métastabilité dans le cas du néon. Notons que la vitesse du jet de néon métastable échangé (identique à celle du jet supersonique d'atomes au fondamental) est $v = 780$ m/s. On supposera que la proportion d'aomes métastables $^3P_0$ et $^3P_2$ est similaire à celle observé dans le jet échangé dans le cas de l'argon. On supposera également que le jet incident est peu polarisé (niveaux Zeeman peuplés de manières presque égales). On ne dispose malheureusement pas pour l'instant de laser opérationnel permettant le pompage optique du néon métastable pour pouvoir vérifier cette hypothèse.

Pour s'affranchir du bruit de la caméra, et de sa dérive dans le temps, (une prise d'image par la caméra dure 1 à 2 secondes, mais le temps de transfert de l'image à l'ordinateur est de l'ordre d'une minute) il s'est avéré nécessaire de faire des expériences par différence, alternativement avec et sans courant dans les bobines de l'électro-aimant.

Résultats expérimentaux

On constate dans les différences entre les figures de diffraction avec et sans champ, la présence de signal aux grands angles, avec des "pics" souvent bien visibles (figure 3.22). Ces pics sont plus nettement marqués d'un côté que de l'autre, ce qu'on peut interpréter comme une conséquence du fait que les bords de fentes sont, pour des fentes de ce type obtenue par électroérosion, plus anguleux sur une face que sur l'autre. On présente donc ici uniquement les résultats obtenus d'un des deux côtés.

Pour estimer le bruit de fond, une expérience témoin ou la configuration du champ magnétique n'est pas modifiée (pas de courant dans l'électroaimant) est menée, qui confirme que ces structures aux grands angles ne sont pas présentes dans ce cas.

Si on note dans un diagramme (θ_d, $B^{1/2}$) la déflexion angulaire des pics pour chaque valeur de B, 3.22 on trouve en particulier des droites qui s'alignent sur les valeurs correpondant à :

$$\theta_d = \sqrt{\frac{2kg\mu_B}{Mv^2}} B^{1/2} \tag{3.5}$$

avec $k = 1, 2, 3$. Soulignons qu'il n'y a dans la position de ces droites aucun paramètre ajustable. Numériquement pour un jet de néon métastable, on a $\theta_d = 0.36(B/k)^{1/2}$ ou B est exprimé en Gauss. Néanmoins, d'autres pics, sont également décelables, et leurs positions ont été indiquées dans le diagramme sur le graphique les points s'alignent sur une droite, qui correspond à peu près à $k = 5$, ce qui est assez "mystérieux"...

Les intensités des pics observés sont globalement comparables et un pic représente une fraction de l'ordre de 3.10^{-4} du jet incident. si on suppose que le jet incident est peu ou pas polarisé, cela correspond en fait à une fraction moyenne sur les 5 sous-niveaux Zeeman des atomes métastables incidents.

On calcule que la largeur effective d'une fente (compte tenu de l'inclinaison du réseau) est d'environ 2 μm.

Il est utile d'introduire une grandeur qui permette de jauger la probabilité d'une transition inélastique, losque l'atome passe au voisinage d'une fente, ce qui est indépendant de certains paramètres géométriques comme le nombre de fentes dans l'axe du faisceau et l'espacement entre ces fentes (si ce dernier n'est pas trop petit vis à vis des distances caractéristiques du processus).

Définissons pour cela un paramètre d'impact effectif d'une transition inélastique d'un sous niveau Zeeman m vers un sous niveau Zeeman m' : Le paramètre impact

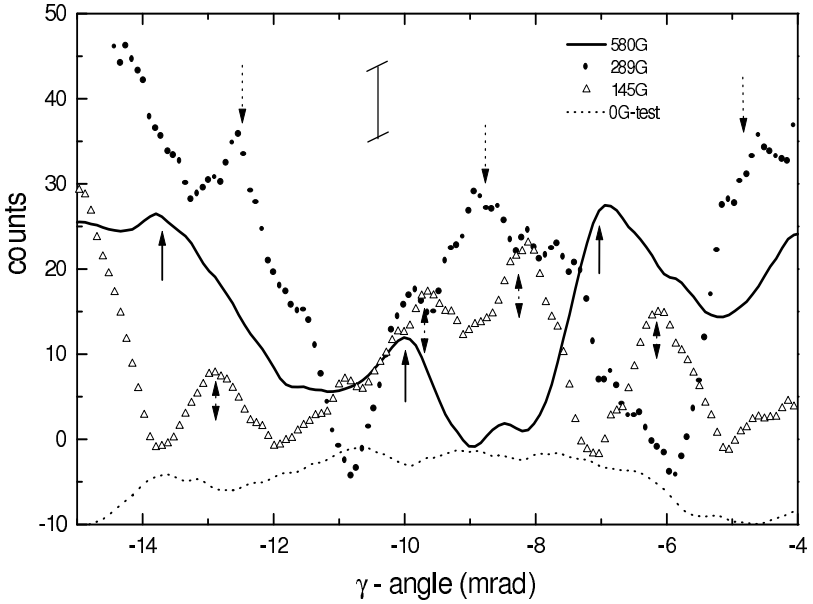


FIGURE 3.22 – Coupe verticale des différences du signal avec et sans application d'un champ magnétique.

Les flèches correspondent à la postion des pics utilisés dans la figure 3.23

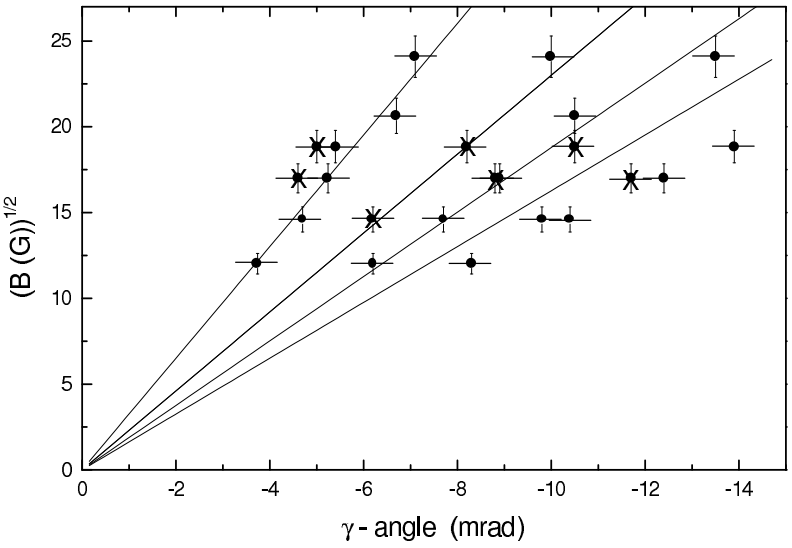


FIGURE 3.23 – Champs magnétiques imposés et angles des pics décelés.

effectif est le le paramètre d'impact tel que si la probabilité de transition était égale à 1 en dessous de lui, la fraction d'atomes qui subissent une transition inélastique donnée serait égale à celle observée.

On en déduit que ce paramètre d'impact effectif est le produit de la largeur effective des fentes par la fraction d'atomes subissant une transition inélastique. Ici on obtient un parmètre expérimental moyenné pour un jet peu polarisé égal à $\overline{\rho}_e = 0.6nm$.

Nous allons maintenant effectuer une modélisation de ce type de processus dans le cas d'un jet d'atomes d'argon métastables, en utilisant le potentiel d'interaction que nous avons déterminé précédemment. Nous verrons ensuite comment cette modélisation peut se transposer au cas du néon métastable.

3.4.2 Modèle pour la probabilité de transition

Comme on l'a déjà souligné, lors d'une transition Zeeman, la variation d'énergie cinétique est, pour des atomes aux vitesses thermiques, faible par rapport à l'énergie cinétique incidente. Comme l'angle de déviation est relativement faible (quelques mrad au plus avec les champs magnétiques imposés), la zone du potentiel explorée par les différentes voies de la collision est donc quasiment la même, et l'énergie cinétique peu différente. Il est donc dans ce cas raisonnable, dans un premier temps au moins, d'utiliser une approximation semi-classique, qui suppose une correspondance entre la variable " temps" et la position pour une trajectoire donnée, commune à toutes les voies de la collision. Il est ainsi possible, en particulier, de déterminer le "paramètre d'impact efficace" (défini par analogie avec la section efficace) pour chaque transition Zeeman, et ainsi de prévoir le nombre d'atomes attendu dans les pics de collision (ou de diffraction) inélastique.

En faisant une approximation semi-classique, on peut considérer le problème sur une trajectoire et associer à chaque point de la trajectoire une abscisse curviligne, et une vitesse v, (ou n'importe quel paramétrage univoque de la trajectoire). Ceci est possible par ce que, comme on l'a dit, les trajectoires associées aux différentes voies de sortie ne sont que faiblement séparées sur la zone ou se produit le couplage. Remarquons qu'on pourrait aller plus loin et utiliser des méthodes d'approximation eikonale pour obtenir la section différentielle, ce que nous ne ferons pas ici.

On va modéliser le solide par un cylindre de rayon a. Ceci peut correspondre par exemple au bord d'une fente d'un réseau de fente incliné par rapport à la direction incidente. Dans le cas où le rayon est assez grand (de l'ordre du micron et plus) et les distances atome - surface auxquelles le couplage est efficace sont sufisamment petites, (distances nanométriques) on peut considérer que l'interaction atome - surface est, localement, assimilable à celle avec une surface plane infinie, en prenant la direction locale de la normale à la surface. En posant $d(M) = \rho - a$, on peut écrire le potentiel de van der Waals au voisinage de la surface :

$$V_{vdw}(M) = -\frac{C_3 + \frac{\eta}{16}\left[(\mathbf{J}.\mathbf{u}_\rho)^2 - \frac{\mathbf{J}^2}{3}\right]}{(\rho - a)^3}$$

et le potentiel total :

$$V(M) = g_L \mu_B \mathbf{J}.\mathbf{B} - \frac{C_3 + \frac{\eta}{16}\left[(\mathbf{J}.\mathbf{u}_\rho)^2 - \frac{\mathbf{J}^2}{3}\right]}{(\rho - a)^3}$$

Pour simplifier la discussion, on considère une trajectoire dans le plan orthogonal à l'axe du cylindre.

Comme on l'a dit, la vitesse v peut être considérée comme constante. Le long d'un chemin rectiligne selon l'axe x, dont on spécifie le paramètre d'impact p (voir figure

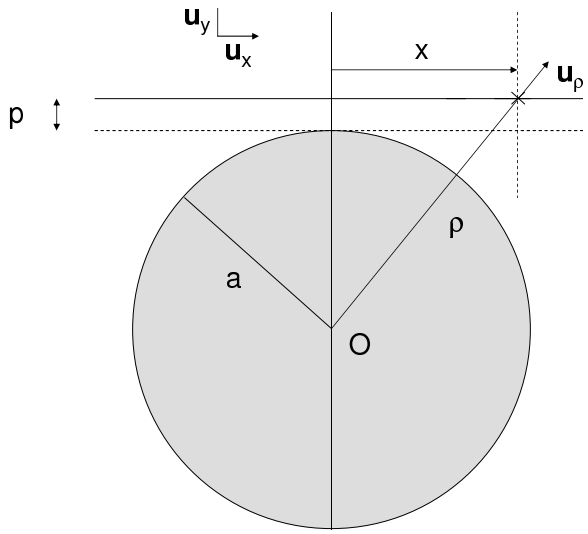


FIGURE 3.24 – Trajectoire utilisée pour le calcul : notations.

3.24), on peut en déduire un opérateur d'évolution entre une abscisse $x_1 < 0$ éloignée de la surface solide et une abscisse x, avec $x > x_1$, noté $D(v, p, x_1, x)$, tel que l'on puisse écrire l'état atomique à la position x comme :

$$|\psi(p,x)\rangle = D(v,p,x_1,x)|\psi(p,x_1)\rangle \tag{3.6}$$

$\psi(x)$ étant une combinaison linéaire des états m. La probabilité d'une transition Zeeman de m à m' est donc :

$$P_{m,m'}(p,v) = |\langle m|D(v,p,x_1,x)|m'\rangle|^2 \tag{3.7}$$

A partir de l'équation de Schrödinger dépendante du temps, en effectuant la substitution $t \to x/v$, on déduit que $D(v, p, x_1, x)$ vérifie :

$$D(v,p,x_1,x_1) = 1 \tag{3.8}$$

$$\frac{\mathrm{d}D(v,p,x_1,x)}{\mathrm{d}x} = -i\left[\frac{1}{\hbar v}V(p,x)\right] \tag{3.9}$$

où $V(p, x)$ est le potentiel total à la position x de la trajectoire ayant comme paramètre d'impact p :

$$V(p,x) = g_L\mu_B\mathbf{J}.\mathbf{B} - \frac{C_3 + \frac{\eta}{16}(\mathbf{J}.\mathbf{u}_\rho{}^2 - \frac{\mathbf{J}^2}{3})}{d(p,x)^3} \tag{3.10}$$

$d(p, x)$ étant la distance à la surface pour la position (p, x), et $\mathbf{u}_\rho$ le vecteur unitaire radial :

$$d(p,x) = \rho - a = \sqrt{(a+p)^2 + x^2} - a \tag{3.11}$$

$$\mathbf{u}_\rho = \frac{x\mathbf{u}_x + (a+p)\mathbf{u}_y}{\sqrt{x^2+(a+p)^2}} \tag{3.12}$$

Remarquons que pour $p \ll a$ et $x \ll a$, la distance à la surface peut être approchée par l'expression :

$$d(p,x) = \sqrt{(a+p)^2+x^2} - a \approx p + \frac{x^2}{2a} \tag{3.13}$$

Ceci constitue en quelque sorte une approximation "parabolique".

Ainsi, le facteur $1/d(p,x)^3$ qui apparaît dans $V(p,x)$ est relativement piqué en x : sa largeur totale à mi hauteur est proche de $\sqrt{ap}$. La largeur angulaire correspondante entre la normale à la surface et l'axe Oy est donc $\sqrt{p/a}$. Pour un rayon de courbure de 1 μm et un paramètre d'impact de 10 nm cela correspond à une largeur angulaire de 0.1 rad.

Nous allons maintenant évaluer les importances du terme magnétique puis du terme de van der Waals. Le terme qui est susceptible d'engendrer des transitions Zeeman est la partie quadupolaire du potentiel de van der Waals :

$$-\frac{\eta}{16}\frac{\left(\mathbf{J}.\mathbf{u}_\rho\right)^2 - \frac{\mathbf{J}^2}{3}}{d(p,x)^3}$$

Ce terme modifie notablement les états propres de spin si ses éléments de matrice non diagonaux ne sont pas trop faibles devant l'écart Zeeman. Comme on le montre dans l'annexe A de cette thèse, ceci est le cas si le rapport

$$\beta = \frac{|\eta|}{16 g_L\ \mu_B\ B\ d(p,x)^3}$$

n'est pas trop petit devant 1.

Comme des croisements de niveaux se produisent à partir de $\beta = 1/3$, (voir annexe A.2), on va fixer, un peu arbitrairement, que pour $\beta > \beta_l = 1/10$, la modification des états propres est notable. Ceci correspond à une distance atome surface suffisamment petite, soit $d(p,x) < d_l$, avec $d_l = \left(\frac{|\eta|}{16 g_L \mu_B B \beta_l}\right)^{1/3}$ La partie de la trajectoire pour laquelle cette condition est vérifiée est $-x_l < x < x_l$, avec $x_l \approx \sqrt{2a(d_l - p)}$. La longueur de la trajectoire de paramètre d'impact p sur laquelle les niveaux Zeeman sont notablement perturbés par la présence du solide est donc

$$l_e(p) = 2\sqrt{2a\left[\left(\frac{|\eta|}{16 g_L \mu_B B \beta_l}\right)^{1/3} - p\right]}$$

Cette longueur est maximale à faible paramètre d'impact

$$l_e(0) = 2^{3/2} a^{1/2} \left(\frac{|\eta|}{16 g_L \mu_B B \beta_l}\right)^{1/6}$$

Numériquement, en exprimant les distances en nm, et les champs magnétiques en Gauss, on trouve que d_l peut s'écrire : $d_l = 18\,(\beta_l B)^{-1/3}$, soit $d_l = 8.4$nm pour $B = 100G$. On a de même $l_e(p) = 2(3/2)\sqrt{a}\sqrt{18\,(\beta_l B)^{-1/3} - p}$ et $l_e(0) = 12\sqrt{a}\,(\beta_l B)^{-1/6}$, soit numériquement 258 nm, avec a =1000 nm et toujours avec $B = 100G$.

Il nous faut maintenant comparer cette longueur sur laquelle l'effet de l'interaction avec la surface est notable avec la longueur sur laquelle l'effet de l'interaction avec le champ magnétique extérieur est notable - ce qui revient à comparer les temps caractéristiques de ces deux termes.

Grossièrement, la distance sur laquelle l'effet du champ magnétique sur le spin atomique est notable est la distance parcourue pendant une période de Larmor, $T_L = \frac{2\pi\hbar}{g\mu_B B}$; on la dénommera dans la suite "longueur Larmor" l_L :

$$l_L = \frac{2\pi\hbar v}{g\mu_B B} \tag{3.14}$$

Numériquement, pour un champ magnétique de 100 G, la période de Larmor est de 5.10^{-9}s et la distance l_L est de l'ordre de 2.5 μm. En fait, il faut aussi considérer la distance $l_L/2j$, soit ici $l_L/4$, qui est plus petite et vaut 0.6 μm, à cause de la différence d'énergie entre les état Zeeman $m = j$, et $m = -j$.

Selon les cas, la comparaison de ces deux longueurs (ou, ce qui revient au même des temps typiques associés) permet ainsi d'obtenir les condition pour deux régimes limites :

- le régime quasi-adiabatique, pour lequel la longueur Larmor est l_L est très inférieur à l_e. On s'attend alors à ce que le spin suive quasi-adiabatiquement les états propres de V ; il faut alors néanmoins prendre garde aux croisements de niveau, et à d'éventuelles autres tailles caractéristiques du potentiel V(p,x) qui seraient comparables ou inférieures à l_L.
- Le régime soudain, pour lequel la longueur Larmor l_L est très grande devant l_e. L'effet de l'hamiltonien Zeeman est alors petit devant celui de l'interaction de van der Waals durant l'interaction. On peut alors traiter le terme Zeeman de manière perturbative, ou, plus radicalement, le négliger.

On notera l'analogie entre le régime soudain et le traitement de l'interaction d'une molécule ou d'un atome avec un laser pulsé, qui donne un exemple courant d'utilisation d'une approximation soudaine.

Le rapport entre la longueur Larmor et l_e caractérise donc l'aspect soudain ou adiabatique. Pour $B = 100$ G, et $a = 1000nm$ la longueur Larmor est donc environ 10 fois plus grande que la longueur l_e. Si on tient compte en plus des harmoniques 2,3,4 de la fréquence Larmor, on voit que selon les cas, on s'attend à ce que l'évolution se rapproche assez d'une évolution soudaine.

L'approximation soudaine qu'on va effectuer consiste à ainsi négliger le terme d'énergie Zeeman ainsi que la variation de la direction normale à la surface. L'opérateur d'évolution vérifie alors :

$$D(v,p,x_1,x_1) = 1 \tag{3.15}$$

$$\frac{\mathrm{d}D(v,p,x_1,x)}{\mathrm{d}x} = \frac{i}{\hbar v}\frac{C_3+\frac{\eta}{16}(J_y^2-\frac{\mathbf{J}^2}{3})}{d(p,x)^3} \tag{3.16}$$

Et le potentiel ainsi approché $V_a(p,x) = \frac{C_3+\frac{\eta}{16}(J_y^2-\frac{\mathbf{J}^2}{3})}{d(p,x)^3}$ commute alors à différentes valeurs de x. Ceci permet d'obtenir la solution en terme d'exponentielle d'opérateurs :

$$D(v,p,x_1,x) = \mathrm{Exp}\left[-\frac{i}{\hbar v}\int_{x_1}^{x} V_a(p,x)\mathrm{d}x\right] \tag{3.17}$$

La probabilité de transition entre x et x_1 de l'état m à l'état m' est alors

$$P_{m,m'}(x,x_1,v,p) = \left|\langle m|D(v,p,x_1,x)|m'\rangle\right|^2 \tag{3.18}$$

Et la probabilité de transition lors de la diffusion par le potentiel s'écrit :

$$P_{m,m'}(v,p) = \lim_{x\to-\infty,x_1\to+\infty} P_{m,m'}(x,x_1,v,p) \tag{3.19}$$

Ce qui donne :

$$P_{m,m'}(v,p) = \left|\langle m|\mathrm{Exp}\left[-\frac{i}{\hbar v}\frac{\eta}{16}J_y^2\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{\mathrm{d}x}{d(p,x)^3}\right]|m'\rangle\right|^2 \tag{3.20}$$

Soit

$$P_{m,m'}(v,p) = \left|\langle m|\mathrm{Exp}\left[-i\alpha(p,v)J_y^2\right]|m'\rangle\right|^2 \tag{3.21}$$

avec

$$\alpha(p,v) = \frac{\eta}{16\hbar v}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{\mathrm{d}x}{d(p,x)^3} \tag{3.22}$$

$\alpha(p,v)$ peut facilement être calculé, pour $p << a$ à l'aide de l'approximation parabolique déjà mentionnée pour $d(p,x)$:

$$\alpha(p,v) = \frac{\eta}{16\hbar v}\frac{3\pi}{8}\frac{(2a)^{1/2}}{p^{5/2}} \tag{3.23}$$

Il nous suffit donc de connaître la norme des éléments de matrice de $\mathrm{Exp}\left[-i\alpha(p,v)J_y^2\right]$ dans la base des états Zeeman. Ceci peut être fait, par exemple, à l'aide d'un logiciel de calcul formel. Posons $J_y = J_{x'}\sin\theta + J_{z'}\cos\theta$, ou la base x', y', z', telle que $\mathbf{B}$ soit selon z', est associée aux vecteurs propres $|m\rangle$.

Les éléments de matrice de J_y^2 s'écrivent alors :

$$\begin{pmatrix} 1+3\cos[\theta]^2 & -\frac{3}{2}\sin[2\theta] & \sqrt{\frac{3}{2}}\sin[\theta]^2 & 0 & 0 \\ -\frac{3}{2}\sin[2\theta] & \frac{1}{4}(7-3\cos[2\theta]) & -\sqrt{\frac{3}{2}}\cos[\theta]\sin[\theta] & \frac{3\sin[\theta]^2}{2} & 0 \\ \sqrt{\frac{3}{2}}\sin[\theta]^2 & -\sqrt{\frac{3}{2}}\cos[\theta]\sin[\theta] & 3\sin[\theta]^2 & \sqrt{\frac{3}{2}}\cos[\theta]\sin[\theta] & \sqrt{\frac{3}{2}}\sin[\theta]^2 \\ 0 & \frac{3\sin[\theta]^2}{2} & \sqrt{\frac{3}{2}}\cos[\theta]\sin[\theta] & \frac{1}{4}(7-3\cos[2\theta]) & \frac{3}{2}\sin[2\theta] \\ 0 & 0 & \sqrt{\frac{3}{2}}\sin[\theta]^2 & \frac{3}{2}\sin[2\theta] & 1+3\cos[\theta]^2 \end{pmatrix} \tag{3.24}$$

et ceux de $\mathrm{Exp}\left[-i\alpha(p,v)J_y^2\right]$ s'en déduisent aisément ! L'angle θ qui intervient ici est tout naturellement l'angle entre le champ magnétique $\mathbf{B}$ et $\mathbf{u}_y$. Lorsque cet angle est nul, ce modèle prévoit une probabilité de transition nulle.

Une autre approche possible pour les calculs, que nous n'exposons pas ici, est d'utiliser un changement de base pour exprimer cet opérateur en fonction de $\mathrm{Exp}\,[-i\alpha(p,v)J_{z'}^2]$. On en déduit que les éléments de matrice de $\mathrm{Exp}\left[-i\alpha(p,v)J_y^2\right]$ dans la base x', y', z' peuvent s'écrire sous la forme d'une combinaison linéaire de 1, $e^{\pm i\alpha}$, $e^{\pm 2i\alpha}$, $e^{\pm 4i\alpha}$. Il est donc possible d'obtenir une forme analytique, pour ces éléments de matrice et leur norme au carré.

Pour un jet non polarisé (mélange statistique d'états Zeeman), on peut écrire la probabilité des transitions avec $\Delta m = m' - m$ donné :

$$\overline{P_{\Delta m}}(p,v) = \frac{1}{2j+1}\sum_{m'=m+\Delta m} P_{m,m'}(v,p) \tag{3.25}$$

A partir des éléments de matrice de $\mathrm{Exp}\left[-i\alpha(p,v)J_y^2\right]$, on trouve :

$$\begin{aligned} \overline{P_1} &= \sin^2\left[\frac{\alpha}{2}\right]\sin^2\theta\cos^2\theta\ [3(74+89\cos[\alpha]+50\cos[2\alpha]+11\cos[3\alpha]) \\ &+ 4(7+8\cos[\alpha]+3\cos[2\alpha])(4\cos[2\theta]+7\cos[4\theta])\sin[\frac{\alpha}{2}]^2] \end{aligned} \tag{3.26}$$

$$\begin{aligned} \overline{P_2} = \frac{1}{80}\sin^2\left[\frac{\alpha}{2}\right]\ \sin^4\theta\Big(&3\left(58+41\cos\alpha+18\cos[2\alpha]-5\cos[3\alpha]\right)+ \\ &4\left(7+8\cos[\alpha]+3\cos[2\alpha]\right)\left(20\cos[2\theta]+7\cos[4\theta]\right)\sin\left[\frac{\alpha}{2}\right]^2\Big) \end{aligned} \tag{3.27}$$

$$\overline{P_3} = \frac{4}{5}\left[7+8\cos\alpha+3\cos(2\alpha)\right]\sin^4(\frac{\alpha}{2})\cos^2\theta\sin^6\theta \tag{3.28}$$

$$\overline{P_4} = \frac{1}{10}\left[7+8\cos\alpha+3\cos(2\alpha)\right]\sin^4(\frac{\alpha}{2})\sin^8\theta \tag{3.29}$$

Ces probabilités sont faibles pour α petit, ce qui est en particulier le cas quand le paramètre d'impact p est grand. Quand le paramètre d'impact p diminue, α devient grand devant 1 et les probabilités oscillent rapidement autour d'une certaine valeur P^0. A titre d'illustration, on a tracé la probabilité moyenne pour un jet non polarié en fonction du paramètre d'impact, pour un atome d'argon, de vitesse $v = 570$ m/s, dans le cas d'un angle θ entre $\mathbf{B}$ et $\mathbf{u}_y$ de 3 ° (figure 3.25). Donnons les valeurs moyennes

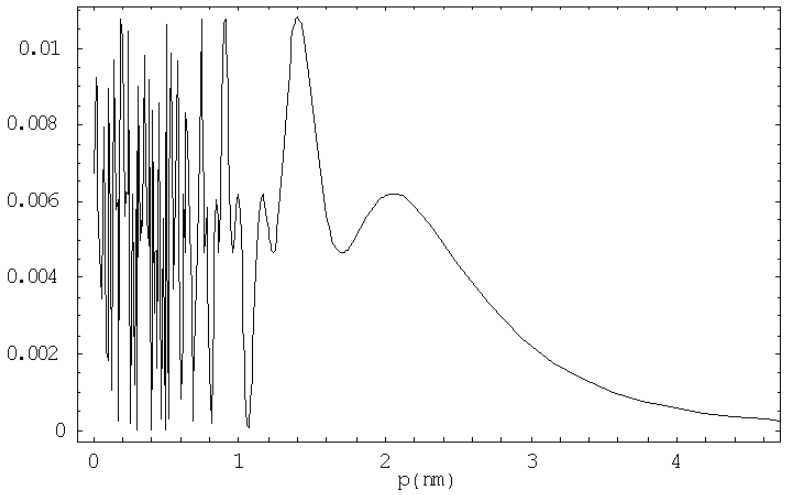


FIGURE 3.25 – Probablitité d'une transition $\Delta m = 1$ en fonction du paramètre d'impact, pour l'argon à 570 m/S avec $\theta = 3°$.

pour Δm donné de ces valeurs dans le cas non polarisé :

$$\overline{P^0}_1 = \frac{1}{640}(177 + 52\cos(2\theta) + 91\ \cos(4\theta)] \tag{3.30}$$

$$\overline{P^0}_2 = \frac{1}{320}\ (225 + 260\cos(2\theta) + 91\cos(4\theta)]\sin^4\theta \tag{3.31}$$

$$\overline{P^0}_3 = \frac{13}{20}\ \cos^2\theta\ \sin^6\theta \tag{3.32}$$

$$\overline{P^0}_4 = \frac{13}{160}\ \sin^8\theta \tag{3.33}$$

Ces fonctions donnent déjà une assez bonne idée de l'importance relative des transitions des différents Δm pour un jet non polarisé prévues par ce modèle (figure 3.26).

On peut définir la zone efficace p_i pour l'interaction comme le paramètre d'impact pour lequel $\alpha = \pi/2$.

$$p_i = \left(\frac{\eta a^{1/2}}{16\hbar v}\frac{3\sqrt{2}}{4}\right)^{2/5} \tag{3.34}$$

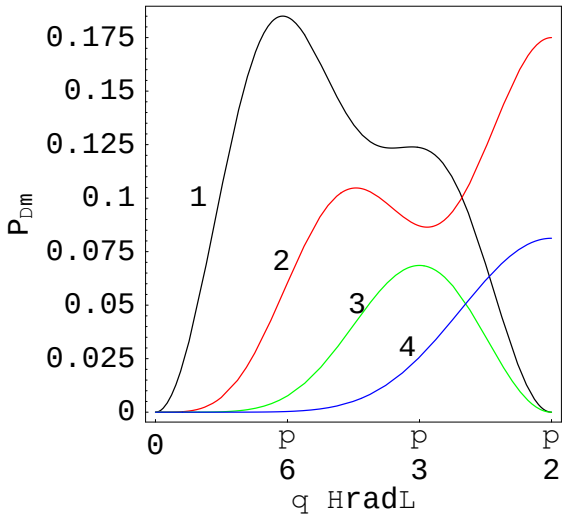


FIGURE 3.26 – Valeurs moyennes aux faibles paramètre d'impact, des probabilités de transition en fonction de l'angle θ

On trouve alors dans le cas de l'argon à 570 m/s $p_i = 0.47a^{1/5}$, ou a exprimé en nm soit 1.9 nm pour $a = 1000$ nm. Pour chaque transition $m \to m'$, on peut définir un paramètre d'impact efficace, qui représente le paramètre d'impact en deçà duquel la probabilité de la transition serait égale à 1 :

$$p_e(m, m') = \int_0^{+\infty} P_{m,m'}(v, p)\mathrm{d}p \tag{3.35}$$

On peut également définir un paramètre d'impact efficace moyen pour un jet non polarisé :

$$\overline{p_e}(\Delta m) = \frac{1}{2j+1} \sum_{m'=m+\Delta m} \int_0^{+\infty} P_{m,m'}(v, p)\mathrm{d}p \tag{3.36}$$

Il est possible de calculer analytiquement, à l'aide d'un logiciel de calcul formel, les paramètres d'impact efficaces. Il suffit d'intégrer la probabilité en fonction du paramètre d'impact. On rencontre des intégrales du type $\int_0^{+\infty} \sin(Kp^{-5/2})\mathrm{d}p$, qui vaut pour $K > 0$, $(5-\sqrt{5})^{1/2}2^{-3/2}K^{2/5}\Gamma(\frac{3}{5})$. On trouve que les paramètres d'impact efficaces moyens peuvent s'écrire sous la forme :

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

Les fonctions $f_{\Delta m}(\theta)$, vérifient $f_{\Delta m}(\theta) = f_{-\Delta m}(\theta)$ et par unitarité, $\sum_{\Delta_m=-j}^{j} f_{\Delta m}(\theta) =$

1

$$f_1(\theta) = [0.572174 + 0.119916\ \cos(2\theta) + 0.209853\ \cos(4\theta)]\sin^2(2\theta) \quad (3.38)$$
$$f_2(\theta) = [1.20173 + 1.19916\ \cos(2\theta) + 0.419707\ \cos(4\theta)]\sin^4\theta \quad (3.39)$$
$$f_3(\theta) = 0.95933\ \cos^2(\theta)\ \sin^6\theta \quad (3.40)$$
$$f_4(\theta) = 0.119916\ \sin^8\theta \quad (3.41)$$

Ces fonction sont tracées, sur la figure 3.27. On notera la très nette similarité avec l'évolution des valeurs moyennes des probabilités aux petits paramètres d'impact (figure 3.26).

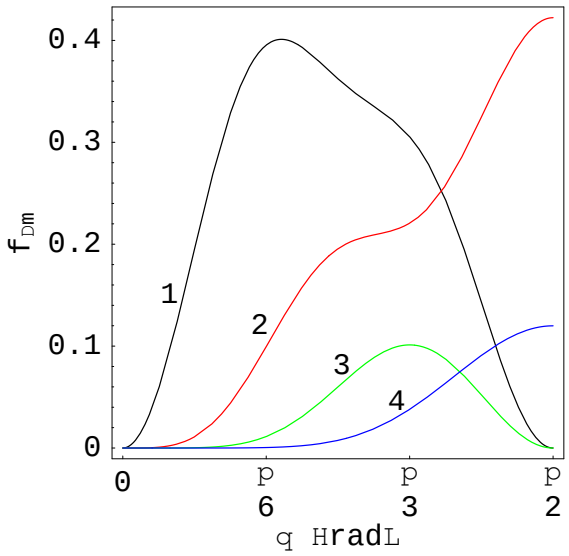


FIGURE 3.27 – Fonctions $f_{\Delta M}$, donnant la dépendance en fonction de l'angle θ du parmètre d'impact efficace moyen pour un jet non polarisé.

La longueur caractéristique qui intervient pour les paramètres d'impact efficace est :

$$\left(\frac{\eta a^{1/2}}{16\hbar v}\right)^{2/5}$$

Cette longueur est un des résultats essentiels de ce calcul : Pour l'argon à 570 m/s, et un rayon $r_0 = 1000$ nm elle vaut 1.8 nm. Ce résultat est conforme au résultat précédent (équation 3.34).

3.4.3 Comparaisons entre modèlisation et résultats expérimentaux

Tout d'abord, reprenons les résultats précédents dans le cas du néon métastable (dont la vitesse est rappelons le 780 m/s.) Il nous faut tout d'abord prendre une valeur pour la constante de couplage dans le cas du néon métastable. Nous n'avons pu en effet la calculer, les données spectroscopiques que nous avons pu trouver dans la littérature n'étant pas assez précises... On suppose ainsi que le rapport C_3/η est du même ordre de grandeur pour l'argon et le néon, ce qui ne semble pas déraisonnable.

On estime ainsi que si la constante la constante C_3 scalaire pour le néon métastable est de l'ordre de 0.7 unités atomiques la constante η, caractériqtique de l'aspect quadrupolaire de l'interaction de van der Waals avec un métal doit être pour le niveau $^3P_2$ doit être de l'ordre de 0.05 unités atomiques pour le niveau $^3P_2$ néon métastable.

Comme on l'a vu le paramètre d'impact effectif, qui traduit l'efficacité de la transition dans une géométrie donné varie assez doucement avec la constante η (en $|\eta|^{2/5}$), ce qui réduit la conséquence d'une erreur sur cette valeur.

Les facteurs de Landé du néon de de l'argon sont égaux à quelques 10^{-3} près. On notera que l'énergie cinétique est légèrement différente pour les isotopes 20 et 22, les deux vitesses étant égales car l'isotope 22 (présent à teneur de 10 %) est "ensemencé" dans le néon 20.

La longueur Larmor pour B=100 G vaut $l_L = 3.510^{-6}$ m. La longueur sur laquelle l'interaction est efficace est $l_e(0) = 14\sqrt{a}\,(\beta_l B)^{-1/6}$, soit numériquement 300 nm, avec a =1000 nm et toujours avec $B = 100G$. On voit donc que le rapport l_e/l_L est encore un peu plus petit pour le néon que pour l'argon, et que l'approximation soudaine est d'autant plus pertinente.

La zone efficace p_i pour l'interaction vaut alors $p_i = 0.59a^{1/5}$, ou a est exprimé en nm soit 2.4 nm pour $a = 1000$ nm.

Pour $|\Delta m| = 1$ avec un angle θ de 12 $^\circ$, on trouve un paramètre d'impact effectif moyen $p_e(1) = 0.63$ nm pour les transition $\Delta m = \pm 1$, ce qui correspond avec la valeur expérimentale pour le pic $k = 1$. Un angle de 12 $^\circ$ entre le champ magnétique et la normale à la trajectoire est assez réaliste, compte tenu de l'inhomogénéité du champ magnétique dans l'entrefer de l'électroaimant où est situé le réseau.

Si ce modèle explique donc relativement bien, l'ordre de grandeur du pic k=1, il n'explique pas pourquoi des pics avec $k = 2, 3$ sont observés, qui devraient selon notre raisonnement cinématique simple, correspondre à $\Delta m = \pm 2, \pm 3$, alors que le modèle prévoit des probabilités beaucoup trop faibles pour ces transitions avec un tel angle.

Plusieurs raisons peuvent expliquer cela :

- la rugosité de la surface peut jouer un rôle, et l'angle pourrait être localement nettement plus grand que celui estimé.
- Notre modèle d'approximation soudaine est relativement dans son domaine d'application, mais si on tient compte des multiples de la fréquence de Larmor,

on est un peu à la limite, surtout aux grandes valeurs de B, de son domaine d'applicabilité.
- la correspondance entre k et $|\Delta m|$ que suppose notre modèle cinématique simple est peut-être simpliste, et devrait être etayée par un calcul de section efficace différentielle.

Perspectives et améliorations envisagées

Ces résultas sont plus qu'encourageants. Il paraît néanmoins clair qu'il faut envisager de réitérer ce type d'expérience avec des conditions expérimentales qui en facilitent l'analyse.

Un champ magnétique dont l'orientation soit fasse un angle plus grand avec la vitesse incidente et la normale à la surface est souhaitable la modélisation prévoyant une intensité du phénomène jusqu'à dix fois plus grande dans ce cas.

Des conditions géométriques plus favorables sont réalisables ; on pourrait en particulier utiliser un réseau micrométrique de fentes de plus petite période.

Il serait souhaitable également de se polariser dans un sous niveau Zeeman le jet incident, ce qui est en cours pour des expériences effectuées cette fois-ci avec l'argon, pour lequel on disposes des moyens lasers adaptés.

Enfin, un calcul du paramètre d'impact efficace différentiel (l'équivalent de la section efficace différentielle), peut-être en utilisant des méthodes numériques de résolution de systèmes d'équations aux dérivées partielles, serait extrêmement utile à l'interprétation des résultats expérimentaux.

Conclusion

Dans ce travail, on a calculé l'interaction de van der Waals entre un atome d'argon métastable et une surface métallique plane en utilisant uniquement des données spectroscopiques. On trouve ainsi, à l'intérieur du niveau $^3P_2$ une partie scalaire, et une partie quadrupolaire dans la restriction au niveau $^3P_2$ du potentiel d'interaction avec la suface. On a pu alors calculer l'énergie des sous niveaux aux voisinage de la surface, en présence d'un champ magnétique externe.

L'amélioration principale à apporter à ce modèle serait la prise en compte par le calcul des effets des excitations du coeur sur l'interaction atome surface. Une autre amélioration serait la prise en compte du caractère dispersif de la surface réelle, qui n'est pas un conducteur parfait, en utilisant la théorie de la réponse linéaire.

D'un point de vue expérimental, on a mis en évidence l'existence de transitions entre états métastables lors de la collision avec la surface. Si les expériences mettant en évidence le processus exothermique, dans lequel l'énergie cinétique augmente, donnent des résultats relativement, la faiblesse du flux aux vitesses nécessaire pour observer le processus endothermique rend ces expériences et leur interprétation plus délicates. Des investigations restent à mener pour savoir si ces processus se font ou non avec conservation de l'énergie totale, ou si des échanges avec les excitations thermiques de la surface sont observés.

On a développé une source d'atome métastables en tirant profit du processus d'échange de métastabilité entre des atomes métastables produits par bombardement électronique et les atomes à l'état fondamental du jet supersonique. Ceci nous a aidé à atteindre une bonne résolution angulaire. On a pu observer la diffraction élastique du jet d'atomes métastables par un réseau de fentes nanométriques en nitrure de silicium.

L'étude de l'influence de la taille de la tuyère du jet supersonique reste à mener. Ce travail ouvre, à notre avis, de grandes perspectives sur les sources d'atomes métastables, et plus généralement sur l'optique atomique avec des atomes métastables.

On a pu observer une signature claire des processus de changement d'états Zeeman, dont l'ordre de grandeur de la probabilité de transition est en adéquation avec un modèle développé en utilisant le potentiel d'interaction calculé entre un atome et une surface plane parfaitement conductrice. La compréhension de ces résultas reste à affiner. Il faudrait en particulier effectuer un calcul de la section différentielle. D'autre part, des expériences avec un jet atomique polarisé sont en cours, ce qui doit permettre d'amorcer une étude du processus. Le cas où le champ magnétique fait un grand angle avec la normale à la surface reste à étudier expérimentalement, d'autant plus que le modèle développé prévoit que la probabilité de transition devrait être plus grande dans ce cas.

Enfin ce travail ouvre des perspectives intéressantes quant à l'application à l'interférométrie atomique, étant donné que les transition Zeeman pourraient jouer le rôle de séparatrices dans un interféromètre du type Mach-Zehnder, par exemple. On trouvera dans l'annexe B un développement sur ce sujet. Pour aller plus loin, il fau-

drait calculer le déphasage dû aux séparatrices (c'est à dire aux transitions Zeeman et à l'approche de la surface) qui joueraient sans doute un rôle important dans un tel dispositif.

Annexes

Annexe A

Sous-niveaux Zeeman au voisinage d'une surface

A.1 Hamiltonien d'interaction

Nous allons maintenant nous intéresser au potentiel extérieur total en présence de l'interaction de van der Waals avec la surface et d'un champ magnétique externe. La surface sera supposée métallique et non magnétique : le champ magnétique extérieur sera considéré comme homogène dans la région d'interaction avec la surface.

Un champ magnétique externe $\mathbf{B} = B\,\mathbf{u_{z'}}$ lève en effet complètement la dégénérescence entre les sous niveaux m associés à une base $(\mathbf{u_{x'}}, \mathbf{u_{y'}}\mathbf{u_{z'}}$, et ce de manière linéaire en m.

Le potentiel associé à l'interaction de van der Waals, lève également, comme on l'a vu, la dégénérescence entre les sous niveaux m associés à une base dont la direction principale de quantification est normale à la surface ; mais cette levée de dégénérescence, quadratique en m, est partielle : dans le cas d'un niveau dont le moment cinétique est J=2, les sous niveaux $m = 2$ et $m = -2$ d'une part, $m = 1$ et $m = -1$ d'autre part restent dégénérés.

Suffisamment loin de la surface la levée de dégénérescence entre les états m induite par celle-ci sera faible par rapport à celle induite par le champ magnétique externe, et on retrouvera des états propres dont la symétrie est celle du champ magnétique. Par contre suffisamment près de la surface, on peut s'attendre à ce que la symétrie des états soit celle des états propres du potentiel d'inetraction de van der Waals, à ceci près que le champ magnétique extérieur peut lever les dégénérescences entre les états m dans ce potentiel.

Ce problème n'est pas sans rappeler toute une gamme de problèmes en physique quantique, en particulier la construction des états moléculaires d'une molécule diatomique en fonction de la distance internucléaire.

On suppose ici pour simplifier qu'aux distances atome-surface qui seront seront importantes dans le problème, la surface peut être considérée comme plane sur une échelle suffisamment grande pour que le potentiel d'interaction atome surface soit proche de celui obtenu dans le cas d'une surface plane. Dans une approche perturbative, la restriction du potentiel au sous-espace associé au niveau $^3P_2$ est la somme du potentiel de l'atome dans un champ magnétique homogène et du potentiel d'interaction atome-surface.

$$V_e = g_L \mu_B B \mathbf{J}.\mathbf{u_{z'}} - \frac{C_3 + (\eta/16)\left[(\mathbf{J}.\mathbf{u_s})^2 - \mathbf{J}^2/3\right]}{Z^3}$$

où $\mathbf{u_s}$ est un vecteur unitaire normal à la surface en un point donné.

Posons

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

: ce paramètre sans dimension, qui nous sera très utile dans la suite, permet de comparer la partie quadrupolaire de l'interaction de van der Waals avec une surface

métallique à l'écart Zeeman. Pour donner dès à présent un ordre de grandeur, il est intéressant par exemple de savoir à quelle distance de la surface la levée de dégénérescence induite par la seule l'interaction de van der Waals et l'écart Zeeman induit par un champ magnétique donné seront comparables. Ceci se produit pour β de l'ordre de 1. soit Z de l'ordre de $Z_e(B)$ avec

$$Z_e(B) = \left[\frac{(-\eta)}{16 g_L \mu_B B}\right]^{1/3}$$

Z_e varie assez lentement avec le champ magnétique B (en $B^{1/3}$). Pour $B = 1$ G, on trouve $Z_e = 18$ nm. Cette valeur est, par certains côtés, assez satisfaisante : la modélisation de l'interaction atome - surface par l'interaction de van ver Waals est bien valable pour cette distance entre l'atome et la surface.

On peut écrire le potentiel total en utilisant β :

$$V_e = -\frac{C_3}{Z^3} + (g_L \mu_B B)\ V_r(\beta)$$

où

$$V_r(\beta) = \mathbf{J}.\mathbf{u_{z'}} + \beta\left[(\mathbf{J}.\mathbf{u_s})^2 - \mathbf{J}^2/3\right]$$

L'opérateur V_r représente le potentiel extérieur (auquel est soumis l'atome) dont on a enlevé les composantes scalaires et qu'on a ensuite normalisé par l'écart Zeeman $g_L \mu_B B$. Il dépend de β et de la direction des deux vecteurs $\mathbf{u_s}$ et $\mathbf{u'_z}$.

Dans les expériences, la direction de la normale à la surface est susceptible de varier à cause de la forme de la cible solide(fente, ...), tandis que celle du champ magnétique, est considérée comme fixe. Aussi semble-t-il utile, pour la simplicité de l'interprétation des résultats, de se placer dans une base dont la direction principale de quantification est confondue avec celle du champ magnétique, et surtout de bien se rappeler que cette dernière est fixe.

En choisissant implicitement un axe principal de quantification selon la direction z' du champ magnétique,

$$\mathbf{u_s} = \cos\theta \mathbf{u_{z'}} + \sin\theta \mathbf{u_{x'}}$$

$$\mathbf{J}.\mathbf{u_s} = J_{z'}\cos\theta + J_{x'}\sin\theta$$

on peut écrire l'opérateur V_r sous la forme suivante,

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

ou encore en fonction de l'angle double :

$$V_r(\beta) = J_{z'} + \beta\left[J_{z'}^2 - \mathbf{J}^2/3 + [\cos(2\theta) - 1]\frac{J_{z'}^2 - J_{x'}^2}{2} + \sin(2\theta)\frac{J_{z'}J_{x'} + J_{x'}J_{z'}}{2}\right]$$

On voit facilement sous cette forme que V_r se décompose en une partie indépendante de θ et diagonale dans une base ayant comme axe pricipal de quantification u'_z : $J_{z'} + \beta\,(J_{z'}^2 - \mathbf{J}^2/3)$ et une partie non diagonale, dépendant de θ, qui peut facilement être développé au voisinage de $\theta = 0$. Lorsque la normale à la surface est exactement parallèle au champ magnétique, il n'y a pas de couplage entre états m, en choisissant une base dont l'axe principal de quantification est selon $\mathbf{B}$. On constate alors que des croisements de niveaux non évités se produisent à certaine distances de la surface. Lorsque la normale à la surface et le champ magnétique ne sont plus parallèles, alors les croisement doivent être évités.

A.2 Croisements de niveaux

Lorsque l'angle θ vaut 0, c'est à dire lorsque la normale à la surface est colinéaire avec le champ magnétique, V_r est diagonal dans cette base. Les valeurs propres de V_r sont alors $m + \beta(m^2 - 2)$. Dans la base des états Zeeman (+2,+1,0,-1,-2), on peut écrire les éléments de matrice de V_r

$$\begin{pmatrix} 2+2\beta & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1-\beta & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -2\beta & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1-\beta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -2+2\beta \end{pmatrix}$$

On observe alors des croisements de niveau (figure A.1).

Les valeurs de m associées à chacune de ces droites est simplement l'ordonnée à laquelle ces droites coupent l'axe des ordonnées : c'est le rapport entre le potentiel $\beta = 0$ soit z infini, (c'est à dire loin du solide) et l'écart Zeeman. On observe alors les croisements des niveaux suivants, pour certaines valeurs de β

m_1	m_2	β
$+1$	-2	1
0	-1	1
0	-2	1/2
-2	-1	1/3

Nous allons maintenant nous intéresser à la limite des faibles angles entre la direction du champ magnétique et la normale à la surface. Pour les angles faibles, à l'ordre le plus bas en θ on obtient alors :

$$V_r\,(\beta) = J_{z'} + \beta\left[J_{z'}^2 - \mathbf{J}^2/3\right] + \theta\,\beta\ \left[J_{z'}J_{x'} + J_{x'}J_{z'}\right]$$

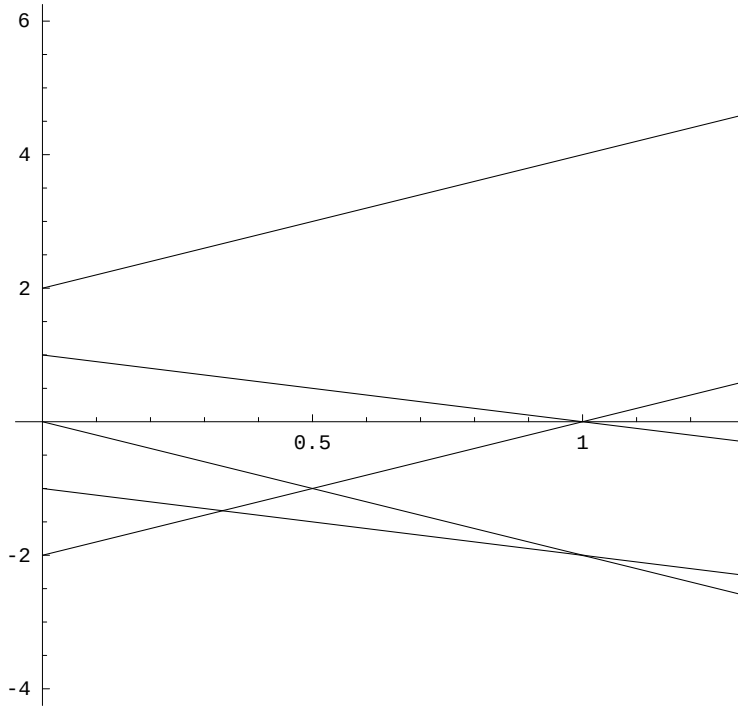


FIGURE A.1 – Valeurs propres de V_r, en fonction de β, pour $\theta = 0$

On sépare ainsi V_r en une partie diagonale dans une base adaptée au champ magnétique, et une partie non diagonale qu'on peut traiter perturbativement aux petits angles.

Comme $\langle m'|J_{z'}J_{x'} + J_{x'}J_{z'}|\ m\rangle \neq 0$ uniquement si $m' - m = \pm 1$ les croisements de niveaux pour lesquels $\Delta m = \pm 1$ sont les plus évités lorsque la direction de la normale à la surface et celle du champ magnétique s'écartent. Le couplage entre ces niveaux est alors proportionnel à θ.

Deux croisements sont de ce type

1. $m = -2$, $m = -1$ pour $\beta = 1/3$ $\langle -2|J_{z'}J_{x'} + J_{x'}J_{z'}| - 1\rangle = -3$
2. $m = -1$, $m = 0$ pour $\beta = 1$ $\langle -1|J_{z'}J_{x'} + J_{x'}J_{z'}|0\rangle = -\sqrt{\frac{3}{2}}$

Les positions de ces croisements évités sont les suivantes :

$$z_C(-1,0) = \left[\frac{(-\eta)}{16 g_L \mu_B B}\right]^{1/3}$$

$$z_C(-2,-1) = \left[\frac{(-3\eta)}{16 g_L \mu_B B}\right]^{1/3} = 3^{1/3} z_C(-1,0)$$

TABLE A.1 – Quelques caractéristiques des croisements évités

$(m_1,\, m_2)$	β	$\lvert\Delta m\rvert$	$\frac{1}{g_L\mu_B B}\left\lvert\frac{d(V^0_{m_2}-V^0_{m_1})}{d\beta}\right\rvert$	$\frac{\lvert\Delta_{m1,m2}\rvert}{g_L\mu_B B}$
$(-2,\,-1)$	$1/3$	1	3	θ
$(-2,\,0\,)$	$1/2$	2	4	$2.5\ \theta^2$
$(-1,\,0\,)$	1	1	1	$\sqrt{\frac{3}{2}}\ \theta$
$(-2,\,+1)$	1	3	3	$.75\ \theta^2$

Pour chaque croisement, sont indiqués la valeur β à laquelle le croisement se produit, la différence de nombre quantique m, $|\Delta m| = |m_2 - m_1|$, la différence de pente entre les deux courbes de potentiel qui se croisent, et enfin l'ordre le plus bas du développement, aux petits angles ($\theta > 0$), du demi-écart en énergie au niveau de ce croisement.

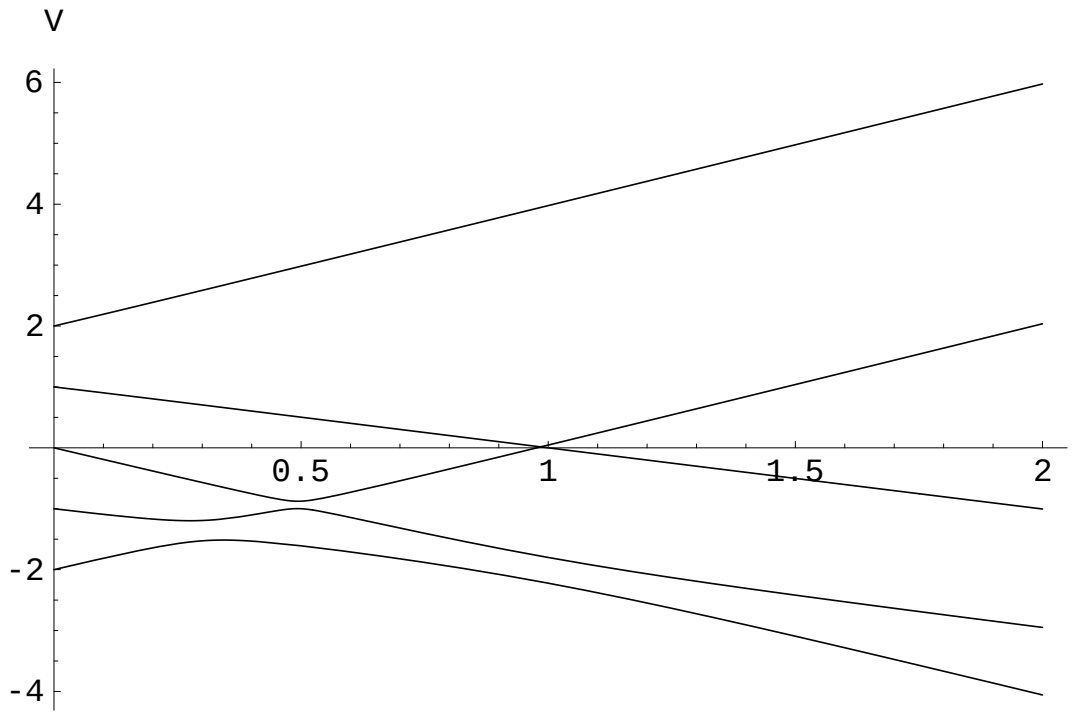


FIGURE A.2 – Valeurs propres de V_r, en fonction de β, pour $\theta = 10^\circ$. L'évitement du croisement à $\beta = 1$ est trop faible pour être visible sur cette courbe.

Comme V_r peut s'exprimer en fonction de l'angle double 2θ, il est également intéressant de tracer les nappes de potentiel en fonction des deux paramètres β et 2θ. On observe alors des intersections coniques entre les nappes de potentiel :

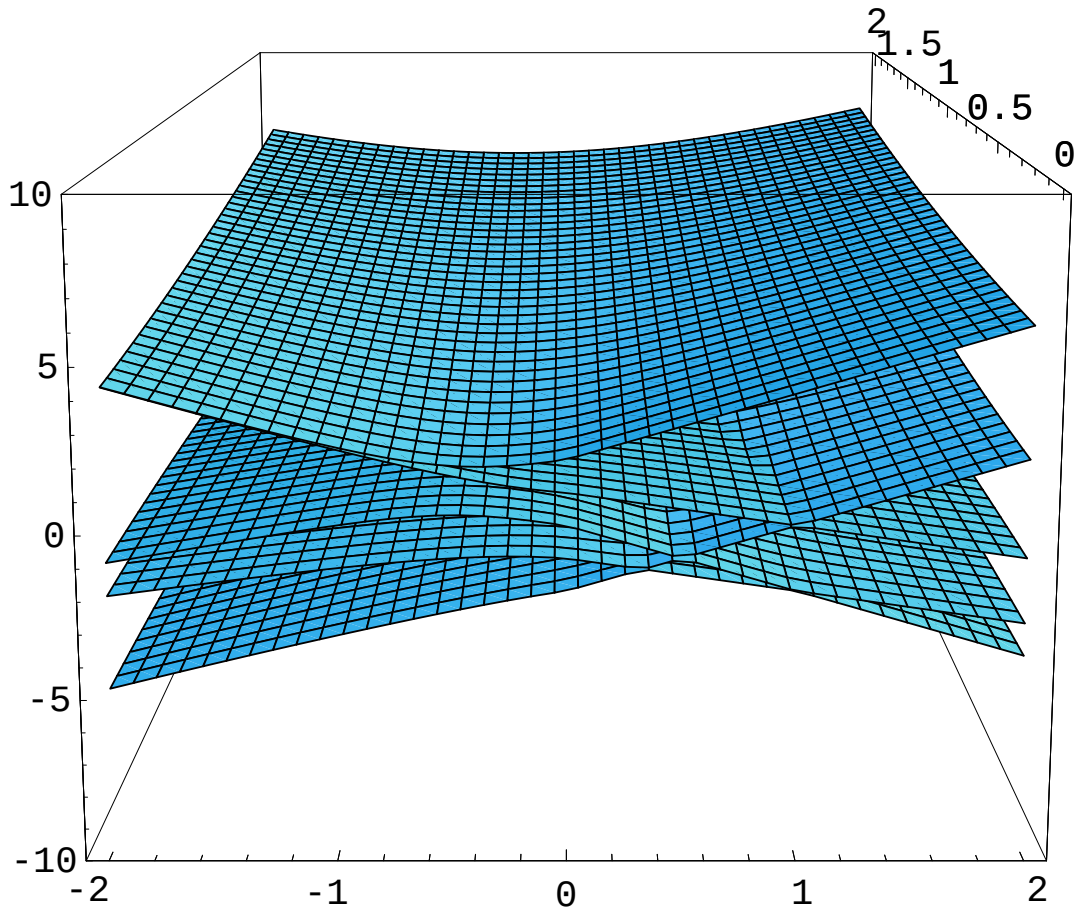


FIGURE A.3 – Valeurs propres de V_r, en coordonnées cylindriques β, 2θ . L'axe des x selon lequel est effectué la coupe correspond à $\theta = 0$ pour $x > 0$ et $theta = \frac{\pi}{2}$ pour x<0.

Annexe B

Applications envisageables à l'interférométrie atomique

B.1 Effet de la gravité sur une onde atomique

Dans cette partie nous donnons quelques éléments sur le problème d'une "onde atomique" provenant d'une source ponctuelle avec une énergie mécanique donnée, dans un traitement indépendant du temps. Pour une approche plus complète de ce sujet, on pourra consulter la référence [67]. En utilisant une approximation semi-classique, le déphasage de l'onde en un point M par rapport à la source O peut être écrit comme une intégrale le long de la trajectoire classique qui joint O à M :

$$\phi_M = \int_{OM} \mathbf{k}.\mathbf{dOP} = \frac{2}{\hbar}\int_0^{t_P} T(t)\mathrm{d}t \tag{B.1}$$

où T est l'énergie cinétique. On peut utiliser le temps t_P auquel un point P est atteint comme un paramètre simple pour décrire le mouvement le long de la trajectoire.

En coordonnées cylindriques, (ρ, z), le mouvement classique peut être écrites avec des notations évidentes :

$$z(t) = z_0 + v_z t - gt^2/2 \quad ; \quad \rho(t) = v_\rho t \tag{B.2}$$

La conservation de l'énergie mécanique donne :

$$T(z) = Mg(L-z) \quad ; \quad v_\rho^2 + v_z^2 = 2g(L - z_0) \tag{B.3}$$

On peut aussi définir la grandeur initiale $\beta = v_z/v_\rho$ pour déterminer complètement la trajectoire dans le plan (ρ, z) à une énergie donnée.. On peut très facilement déterminer β pour une trajectoire passant par un point $P(\rho, z)$: $\beta_\pm = [2(L - z_0) \pm \sigma]/\rho$, avec $\sigma = \sqrt{(2L - z_0 - z)^2 - r^2}$, $r^2 = (z - z_0)^2 + \rho^2$. Les deux valeurs de β correspondent au fait bien connu qu'il existe en général pour une vitesse initiale donnée une trajectoire directe (-) et une trajectoire plombée (+) pour atteindre une cible en présence d'un champ de gravité.

Il est alors simple de montrer que le déphasage au point P peut être mis sous la forme :

$$\phi_\pm = \frac{M\sqrt{2g}}{3\hbar}\left[2L - z - z_0 \pm \sigma\right]^{1/2}(4L - 2z - 2z_0 \mp \sigma) \tag{B.4}$$

Notons, pour être complet, qu'il faudrait ajouter à cela un déphasage additionnel dans le cas d'une trajectoire plombée, ce déphasage apparaissant du fait que l'onde est en quelque sorte réfléchie au bord d'une région interdite.

Dans le cas présent nous allons limiter la discussion à une approche perturbative dans laquelle il n'est pas nécessaire de tenir compte de la trajectoire plombée.

Dans cette approche perturbative, on a $r << L - z_0$, $L - z$. Au premier ordre restant en r, on obtient, pour une trajectoire directe le déphasage :

$$\phi(\mathbf{r_0}, \mathbf{r}; L) = k_L\left(\frac{z + z_0}{2}\right)\|\mathbf{r} - \mathbf{r_0}\| \tag{B.5}$$

où $k_L(z)$ est la norme du vecteur d'onde à l'altitude z : $k_L(z) = \sqrt{2MT(z)/\hbar^2}$. On pourra noter que la relation $\phi(\mathbf{r_0}, \mathbf{r}; L) = \phi(\mathbf{r}, \mathbf{r_0}; L)$ est exactement vérifiée par l'expression approchée du déphasage (B.5).

Nous allons maintenant chercher à caractériser l'intérêt que peuvent présenter des transitions superélastiques pour l'interférométrie atomique. Nous allons pour cela considérer le cas simple d'un interféromètre du type Mach-Zehnder

Nous allons supposer que les déphasages induits par les transitions superélastiques le long des deux bras se compensent entre eux. Nous n'allons donc considérer que le déphasage dû à la gravité.

B.2 Un interféromètre *Mach-Zehnder* avec des transitions inélastiques

Imaginons le dispositif suivant : 3 réseaux de fentes sont disposés parallèlement entre eux, l'axe des fentes étant dans le plan horizontal (voir figure B.1).

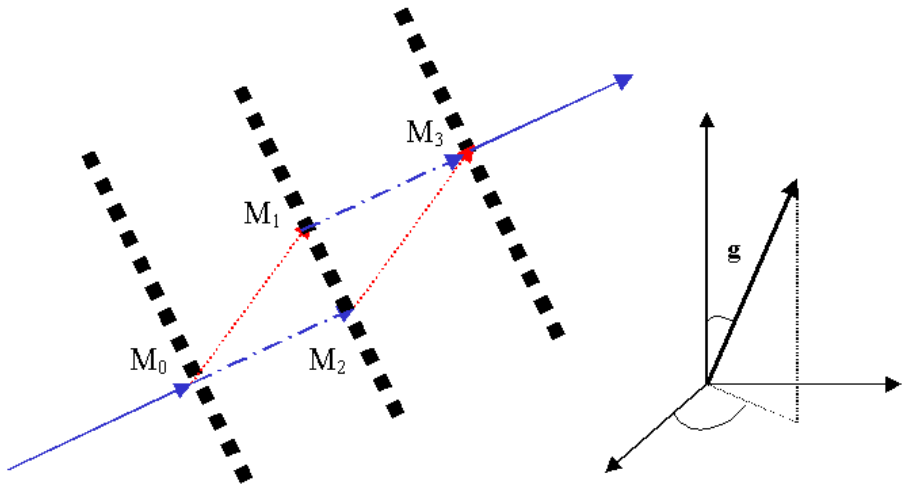


FIGURE B.1 – Schéma de principe de l'interféromètre *Mach-Zehnder*

Il y a deux chemins dans l'interféromètre : $M_0 \to M_1 \to M_3$, et $M_0 \to M_2 \to M_3$. Les points M_0, M_1, M_2, M_3 sont supposés solidaires, placés sur un parallélogramme qui peut être déplacé dans l'espace. (voir figure B.1). Le long des rayons M_0M_2 et M_1M_3, l'énergie mécanique associée à l'onde atomique est l'énergie mécanique initiale MgL_e. Le long des rayons M_0M_1 et M_2M_3, l'énergie mécanique associée à l'onde atomique est modifiée et vaut $MgL_i = MgL + \Delta E$.

Appelons z_c l'altitude du centre géométrique du parallélogramme et $r_e = M_0M_2 = M_1M_3$, $r_i = M_0M_1 = M_2M_3$ les longueurs de ses côtés.

Le déphasage entre les bras $M_0M_2M_3$ et $M_0M_1M_3$ dû à la propagation de l'onde atomique est donc :

$$\Delta\phi_{21} = \frac{M^2 g}{2\pi\hbar^2}\lambda_{L_e}\left[r_e(z_2 - z_3) + \frac{\lambda_{L_i}}{\lambda_{L_e}} r_i(z_2 - z_0)\right] \tag{B.6}$$

où λ_L est la longueur d'onde correspondant à l'énergie mécanique $Mg(L - z_c)$. A cause de la cinématique de la transition superélastique, près de la surface séparatrice, on a : $\frac{\lambda_{L_i}}{\lambda_{L_e}} = \frac{\cos\theta_f}{\cos\theta_0}$. Ce résultat se réduit, quand $\Delta E = 0$ - cas de processus élastiques, aux résultats bien connus en interférométrie neutronique . [68]

Avec des conditions expérimentales assez réalistes pour une jet atomique ralenti d'atomes d'Argon métastables, $\lambda = 3$nm, on obtient $\frac{M^2 g}{2\pi\hbar^2}\lambda_{L_e} = 2.10^5 \mathrm{cm}^{-2}$.

Il est raisonnable pour ce type d'expérience de considérer comme atteignable une aire de quelques cm^2, ce qui pourrait faire quelques 10^5 franges observables. On notera que des longueurs d'onde bien plus grande pourraient être atteintes, en utilisant un nuage d'atomes froids (piège magnéto-optique) pour lequel la longueur d'onde peut être de quelques $100nm$. Ceci pourrait amener en utilisant des aires plus grandes à un nombre de franges observables et une sensibilité bien plus grande pour des dispositifs basés sur le même principe.

Annexe C

Article : Journal of Physics B 38 2691-2700 (2005).

Bibliographie

[1] O. Stern, ZS. f. Phys, **Bd VII9**, 18 (1921).

[2] M. Bloom and K. Erdman, Can. J. of Phys., **40**, 179 (1962).

[3] Ianotta "Atomic and Molecular Beam Methods" Scoles ed. (1988)

[4] N. F. Ramsey "Molecular Beams", Oxford University Press (1956)

[5] G. Racah, On a new type of vector coupling in complex spectra Phys. Rev. **61** 537 (1942).

[6] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc et G. Grynberg, "Processus d'interaction entre photons et atomes", InterEditions/Ed. du CNRS (1988)

[7] B. Cagnac et J.-C. Pebay-Peyroula, "Physique atomique", Dunod (1975)

[8] Ye. V. Baklanov, B. Ya. Dubetsky and V. P. Chebotayev, Appl. Phys. **9**, 171 (1976)

[9] Ch. Bordé, "Laser spectroscopy", ed. M. Ducloy, E. Giacobino and G. Camy (Singapore ; Word Scientific), 239 (1992)

[10] E. Rasel, F. Pereira dos Santos, F. Pavone, F. Perales, C. S. Unnikrishnan, and M. Leduc, Eur. Phys. J. D **7**, 311 (1999).

[11] J. Robert, Thèse troisième cycle, université Paris-Nord (1982)

[12] (1) J.Robert, G.Vassilev, I. Colomb de Daunant, J. Baudon et V. Bocvarski J. Physique **43**, L-299, (1982) "Differential measurement of metastable Ar($^3P_{0,2}$) and Ar($^1S_0$) collisions at thermal energies"

(2) J.Robert, V. Bocvarski, I. Colomb de Daunant, G. Vassilev and J.Baudon J. Physique **45**, 225, (1984) "Ar* on Ar($^1S_0$) collisions at thermal energies

[13] G. Dutier : thèse université Paris-Nord (2003)

[14] B. Viaris : thèse université Paris-Nord (2000)

[15] M. Boustimi : thèse université Paris-Nord(2000)

[16] S. Féron : thèse université Paris-Nord (1994)

[17] F. Perales : thèse université Paris-Sud (1991)

[18] R. Brouri : thèse université Paris-Nord (1998)

[19] B. Decomps, thèse d'état, Faculté des Sciences de Paris (1969)

[20] Stern Gerlach interferometry with metastable argon atoms : an immaterial mask modulating the profile of a supersonic beam B. Viaris de Lesegno, J.C. Karam, M. Boustimi, F. Perales, C. Mainos, J. Reinhardt, J. Baudon, V. Bocvarski, D. Grancharova, F. Pereira Dos Santos, T. Durt, H. Haberland and J. Robert Eur. Phys. J. D **23**, 25 (2003).

[21] Atom Symmetry Break and Metastable Level Coupling in Rare Gas Atom-Surface van der Waals Interaction M. Boustimi, B. Viaris de Lesegno, J. Baudon, J. Robert, and M. Ducloy Phys. Rev. Lett. **86**, 2766-2769 (2001)

[22] O. R. Frish, H. von Halban Jr and J. Koch, Phys. Rev. **53**, 719 (1938).

[23] H. Rauch, W. Treimer and U. Bonse, Phys. Lett. A **47**, 369 (1974).

[24] T. Bitter and D. Dubbers, Phys. Rev. Lett. **59**, 251 (1987).

[25] H. Weinfurter and G. Badurek, Phys. Rev. Lett. **64**, 1318 (1990).

[26] "Atomic and Molecular Beam Methods" G. Scoles ed. (1988)

[27] J. Baudon et al., détection optique sur Christine.

[28] E. Rasel, F. Pereira dos Santos, F. Saverio Pavone, F. Perales, C. S. Unnikrishnan, and M. Leduc, EPJ D **7**, 311 (1999).

[29] R. Mathevet : thèse de doctorat

[30] L. Landau and E. Lifchitz, Mécanique quantique, chap. 131, ed. Mir, Moscou (1980)

[31] R. J. Glauber, Lectures in theoritical physics, Vol 1, Interscience, New-York (1959)

[32] S .Nic Chormaic, Ch. Miniatura, O. Gorceix, B. Viaris de Lesegno, J. Robert, S. Féron, V. Lorent, J. Reinhardt, J. Baudon and K. Rubin, Phys. Rev. Lett. **72**, 1 (1994)

[33] J. Baudon, R. Mathevet and J. Robert, J. Phys. B, **32** R173 (1999)

[34] S. Nowak, T. Pfau, and J. Mlynek, Appl. Phys. B **63**, 603 (1996).

[35] A. S. Bell, T. Pfau, U. Drodofsky, J. Stuhler, Th. Sculze, B. Brezger, S. Nowak and J. Mlynek, Microelectronic Engineering **41/42**, 587 (1998).

[36] K. K. Berggren, A. Bard, J. L. Wilbur, J. D. Gillaspy, A. G. Helg, J. J. McClelland, S. L. Rolston, W. D. Phillips, M. Prentiss and G. M. Whitesides, Science **269**, 1255 (1995)

[37] W. G. Kaenders, F. Lison, A. Richter, R. Wynands, and D. Meschede, Nature **375**, 214 (1995)

[38] W. G. Kaenders, F. Lison, I. Müller, A. Richter, R. Wynands, and D. Meschede, Phys. Rev. A **54**, 5067 (1996)

[39] T. Sleator, T. Pfau, V. Balykin and J. Mlynek, Appl. Phys. B **54**, 375 (1992)

[40] G. Timp, R. E. Behringer, D. M. Tennant, J. E. Cunningham, M. Prentiss and K. K. Berggren, Phys. Rev. Lett. **69**, 1636 (1992)

[41] K. G. H. Baldwin, W. Lu. D. Millic, R. M. S. Knops, M. D. Hoogerland and S. J. Buckman, SPIE **2995**,11 (1997)

[42] R. Mathevet, K. Brodsky, J. Baudon, R. Brouri, M. Boustimi, B. Viaris de Lesegno and J. Robert, Phys. Rev. A **58**, 4039 (1998)

[43] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu et F. Laloë, Mécanique quantique, Herman Ed., 65 (1977)

[44] Multiplicateurs d'électrons, manuel technique Philips/RTC

[45] MCP assembly - Technical information, Hamamatsu (1991)

[46] J. Toigo, Pour la science **273**, 66 (Juil. 2000)

[47] J. Perrocheau (ed.), "Proceedings of the International Conference on Micro- and Nanofabrication", Elsevier (1996)

[48] J. Lawson-Daku : thèse université Paris-Nord (1998)

[49] M. Boustimi, V. Bocvarski, B. Viaris de Lesegno, K. Brodski, F. Perales, J. Baudon, and J. Robert, Phys. Rev. A. **61**, 033602 (2000).

[50] J. Schwinger, Phys. Rev. **51**, 648 (1937)

[51] M. V. Berry, Proc R. Soc. A, **392**, 45 (1984)

[52] Ch. Miniatura, J. Robert, O. Gorceix, V. Lorent, S. Le Boiteux, J. Reinhardt and J. Baudon, Phys. Rev. Lett, **69**,261 (1992)

[53] S. Nic Chormaic, V. Wiedermann, Ch. Miniatura, J. Robert, S. Le Boiteux, V. Lorent, O. Gorceix, S. Féron, J. Reinhardt and J. Baudon, J. Phys. B **26**, 1271 (1993)

[54] S. Nic Chormaic : thèse université Paris-Nord (1994)

[55] C. Bouchiat and G. W. Gibbons, J. Phys France, **49**, 187 (1988)

[56] M. Ducloy, in *Quantum Optics VI*, Springer Proceedings in Physics 77, pp. 330-338, (Springer Verlag, 1994), and references therein.

[57] J.-C. Karam *et al*, *Europhys. Lett.* **60**(2), 207-213 (2002).

[58] M. Boustimi, B. Viaris De Lesegno, J. Baudon, J. Robert, and M. Ducloy, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 2766 (2001).

[59] N. Papageorgiou *et al*, *Ann. Physique* (France) **20**, 611 (1995) ;
N. Papageorgiou, *Thesis, Université Paris XIII*,(1994), unpublished.

[60] E.U. Condon and Halis Odabaşi, *Atomic Structure*, (Cambridge University Press, 1980).

[61] W.L. Wiese *et al*, *Phys. Rev.* A **39**, 2461 (1989).

[62] U. Volz and H. Schmoranzer, *Proc. ICAMDATA*, (Eds. W.L. Wiese, and P.J. Mohr, 1998).

[63] A. Derevianko and A. Dalgarno, *Phys. Rev.* A **62**, 501 (2000).

[64] R.W. Molof *et al*, *Phys. Rev.* A **10**, 1131 (1974).

[65] F. Shimizu, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 987 (2001).

[66] R. Brühl *et al*, *Europhys. Lett.* **59**(3), 357 (2002).

[67] C. Bracher *et al*, *Phys. Rev.* A **67**, 043601 (2003).

[68] H. Rauch and S. Werner, *Neutron Interferometry : Lessons in Experimental Quantum Mechanics* (Oxford University Press, 2001).

[69] Karam J-C., Baudon J., Perales F., Ducloy M., and Robert J., *A gravity field sensitive interferometer using van der Waals interaction uinduced transitions as beamsplitters*, Proc. 38th rencontres de Moriond on gravitational waves and experimental gravity, Les Arcs, France (2003).